



STRUCTURE DES NOYAUX DE GERMANIUM ET DE GALLIUM RICHES EN NEUTRONS AU-DELA DE N EGAL A 50 A ALTO

Matthieu Lebois

► To cite this version:

Matthieu Lebois. STRUCTURE DES NOYAUX DE GERMANIUM ET DE GALLIUM RICHES EN NEUTRONS AU-DELA DE N EGAL A 50 A ALTO. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2008. Français. NNT: . tel-00384836v2

HAL Id: tel-00384836

<https://theses.hal.science/tel-00384836v2>

Submitted on 5 Oct 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse de Doctorat de l'Université Paris XI

Spécialité

Physique nucléaire

présentée par

Matthieu Lebois

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

Sujet de la thèse :

Structure des noyaux de Germanium et de Gallium
riches en neutrons au-delà de $N=50$
à ALTO

Soutenue le 23 septembre 2008, devant le jury composé de :

M. BRICAULT Pierre	Examineur
M. DE ANGELIS Giacomo	Rapporteur
M. IBRAHIM Fadi	Directeur de thèse
M. LEWITOWICZ Marek	Rapporteur
Mme SUOMIJARVI Tiina	Présidente du jury
M. VAN ISACKER Pieter	Examineur

Remerciements

Avant de commencer la présentation de mon travail je souhaite prendre quelques lignes pour remercier toutes les personnes qui m'ont permis de conduire ce travail de trois ans à son terme.

Tout d'abord, je souhaite remercier les membres de mon jury en commençant par Giacomo De Angelis et Marek Lewitowicz qui sont mes deux rapporteurs. Je voudrais les remercier pour avoir fait de la place dans leur emploi du temps chargé, pour prendre le temps de lire mon manuscrit et envoyer dans les temps leur rapport dans les délais. Je souhaiterais remercier Pieter Van Isacker d'avoir supporté les grèves du RER B et d'avoir été présent le jour de ma soutenance, mais aussi d'avoir apporté un oeil critique et constructif sur mon travail. Je voudrais remercier Pierre Bricault pour s'être intéressé à mon travail, et aussi d'être prêt à utiliser mes compétences fraîchement acquises en m'ouvrant une opportunité de post-doctorat dans son laboratoire à TRIUMF. Enfin, je tiens à remercier Tiina Suomijarvi pour avoir accepté de présider ce jury.

Le choix d'une thèse ne se fait pas sur le choix seul d'un sujet. Cette décision, difficile à prendre, se base aussi sur le choix d'un (ou plusieurs) directeur de thèse. A mon sens, ils sont les ingrédients principaux d'un déroulement sans anicroche du travail d'un thésard. C'est pourquoi je tiens à remercier mes deux directeurs de thèse Fadi Ibrahim et David Verney. Ce sont eux qui ont permis de faire de ma thèse une période de travail ponctuée de bonne humeur. Ils ont pris le parti de me faire confiance et de me donner les opportunités pour m'intégrer à leur équipe et au projet ALTO. Enfin, ils ont fait preuve d'une grande capacité d'écoute pendant ces trois ans au cours desquels ils ont vu évoluer mes différentes interrogations ainsi que ma sensibilité vis à vis du travail de chercheur. Et puis trois ans de thèse c'est aussi l'occasion de construire une relation d'amitié, de partager des bons moments, ou tout simplement de maudire son chef qui a été surclassé en classe affaire alors que l'on doit se contenter d'un vol en tupolev digne d'un film d'Indiana Jones. En tout cas c'est grâce à eux que je n'ai jamais perdu ni confiance ni espoir dans le bon déroulement de cette thèse malgré tout les imprévus et les retards qui se sont accumulés.

Ensuite une thèse c'est aussi une équipe et un environnement de travail. C'est pourquoi je remercie l'ensemble du groupe NESTER pour m'avoir chaleureusement accueilli. En particulier Nimet Frascaria et Françoise Pougheon qui pendant mes cours et TP de maîtrise ont su

transformer ma passion pour la physique en un intérêt indéniable pour la physique nucléaire. Je voudrais aussi remercier tous les membres du groupe avec qui j'ai discuté et qui ont ouvert le champ de mes connaissances : Fayçal Azaiez, Serge Franchoo, Fairouz Hammache, François Leblanc, François Maréchal, Nicolas De Séréville, Brigitte Roussière, Jean-Antoine Scarpacci. Je voudrais juste écrire quelques mots sur ce collaborateur discret qui est apparu au cours de notre travail comme un soutien inébranlable et qui a toujours eu, dans les moments de doute, des paroles d'encouragement : merci Lionel. Puis je voudrais souhaiter bon courage aux nouveaux thésard qui prennent le relais. Je ne me fais aucun doute sur leur capacité à animer les couloirs du groupe NESTER. Benoît, Alexis, Baptiste, Mathieu, Sandra bon courage pour le travail qu'il vous reste à effectuer. J'ai une pensée émue pour la fée qui a fait son apparition dans le groupe et dont la gentillesse a enchanté tout le monde. Laurence à toi aussi je souhaite bon courage pour la gestion des affaires de ce groupe dispersé.

Ma naissance dans le milieu de la physique nucléaire expérimental a été parsemé d'embûches avant que se déroule cette expérience tant attendue. Et j'ai une pensée particulière pour ceux qui ont participé à cette première expérience d'ALTO. Tout d'abord Dominique Guillemaud-Mueller qui a toujours suivi l'évolution de ma thèse avec le plus grand intérêt, mais qui surtout a trouvé des mots réconfortants pour ce petit matin où la raie à 624,3 keV ne s'était toujours pas montrée. J'ai aussi une pensée pour Iulian Stephan qui m'a soutenu lorsque je défendais la faiblesse de cette raie dans notre spectre. Je ne peux m'empêcher de citer Baptiste Mouginot dont la présence a détendu l'atmosphère pendant cette nuit de shift qui a constitué l'essentiel de notre statistique sur la masse 84. Je ne dois pas oublier Mathieu Vilnay qui a participé à cette expérience et qui, au cours de ma thèse, m'a de nombreuses fois aidé dans des montages de manip. Je veux aussi remercier Sébastien Ancelin qui a fait ses premières armes dans le groupe sur cette expérience. Il a défié le dragon « dérouleur de bande » qu'il a fini par vaincre au terme d'une lutte acharnée.

Si je ne les ai pas encore remerciés, c'est pour prendre le temps de leur donner la place qu'ils méritent dans ce travail : je veux remercier tous les membres de cette incroyable équipe du tandem. Que dire, si ce n'est que cette ruche à l'incroyable capacité de travail, dirigé par Said Essabaa, a construit l'installation sur laquelle j'ai travaillé et m'a permis de faire cette manip en réalisant, en quelques mois, la jouvence de la ligne PARRNe. Aussi, H. Bzyl, E. Cottureau, H. Croizet, J. M. Cureaudeau, M. Ducourtieux, C. Lau, H. Lefort, B. Lesellier, M. C. Mhamed, C. Planat, M. Raynaud, A. Semsoun et tout ceux que j'oublie je vous dis un très grand merci pour votre volonté à effectuer cet incroyable travail qui m'a permis de soutenir cette thèse. Mes trois ans de thèse ne se sont pas limités à mon travail dans le cadre du projet ALTO. J'ai eu l'occasion de partir à la conquête de nouveaux horizons en particulier celui de l'enseignement. Je ne veux surtout pas oublier les personnes qui m'ont ouvert les portes : Corinne Augier et Carole Gaulard qui m'ont intégré à cette équipe très sympathique de l'enseignement des TP de physique nucléaire de M1. Elles m'ont donné accès à cette facette de ma personnalité ce qui m'a fait prendre conscience de mon goût pour l'enseignement. A ce titre je dois aussi remercier

B. Berthier pour m'avoir permis d'enseigner pour l'UE9 du Master 2 « Rayonnements et Energie » . Et je ne dois pas oublier C. Petrache qui m'a ouvert les portes des travaux de laboratoire du Master 2 NPAC.

Enfin, en trois ans j'ai eu le temps de faire des rencontres qui ont marqué mon travail ou qui m'ont donné une nouvelle perspective des métiers de la recherche. G. Georgiev, merci pour les bancs de tests du programme « Convert_Narval » que tu m'a procuré au cours de tes expériences au tandem même si la gestion des codens n'a pas toujours été formidable. D. Curien que j'ai eu l'occasion de croiser pendant les manip tetranuc au tandem et dont la gentillesse m'a marqué. Je pense à Jérôme Robin avec qui j'ai partagé des moments de doutes et des épreuves auxquelles je vais bientôt être confronté. Merci à Xavier Grave qui m'a dépanné de nombreuses fois dans ma débacle informatique et qui a très certainement accéléré ma progression dans la maîtrise de cet outil. Je profite de cette occasion pour glisser quelques mots à Stéphane Piétry dont l'expérience dans l'utilisation de ROOT m'a été d'un grand secours. Je voudrais remercier Wilton Catford pour m'avoir recommandé au moment de ma candidature pour un post de fellow au CERN.

Si la vie d'un thésard est entièrement vouée à son sujet de thèse, il lui arrive parfois de rencontrer des gens en dehors du laboratoire. Toutes ces personnes qui ont gravité dans le champ de mes connaissances méritent ma reconnaissance pour m'avoir supporté pendant ces trois ans. Merci à ma famille et mes amis qui ont compris mon engouement pour mon travail et qui ont accepté que je sois entièrement absorbé par mon travail.

Je ne peux pas conclure ces remerciements sans évoquer Marlène qui a vécu et traversé les mêmes épreuves que moi. Je n'ai pas de mots pour qualifier les bienfaits de sa présence au cours de ces trois ans.

Table des matières

1	Introduction	1
2	Production d'Atomes Radioactifs Riches en Neutrons à ALTO	9
2.1	La fission pour la méthode ISOL : un outil pour la production de noyaux exotiques riches en neutrons	10
2.1.1	Fission induite par des neutrons	10
2.1.2	Fission induite par des particules chargées	12
2.1.3	Fission induite par des photons : la photofission	14
2.2	Utilisation de la méthode ISOL à Orsay : développement du projet ALTO . . .	14
2.2.1	La mise en place du projet ALTO	14
2.2.2	Description de l'installation ALTO	15
2.2.3	Premiers tests : Mesures de production	20
3	Etude de la décroissance β^- des noyaux de $^{83,84}\text{Ga}$	39
3.1	Montage expérimental et Méthode de mesure	39
3.1.1	Source à ionisation de surface	40
3.1.2	Montage Expérimental	41
3.2	Extraction des résultats	44
3.2.1	Décroissance des noyaux de $^{82,83}\text{Ga}$	48
3.2.2	Décroissance du ^{84}Ga	50
3.3	Conclusions	59

4	Discussion sur la structure des noyaux de $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$, $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$ et $^{84}_{33}\text{As}_{51}$	61
4.1	Application des règles de Paar aux noyaux de $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$ et $^{84}_{33}\text{As}_{51}$	61
4.1.1	Calcul des règles de Paar	61
4.1.2	Noyau de $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$	64
4.1.3	Noyau de $^{84}_{33}\text{As}_{51}$	67
4.2	Noyau de $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$	70
4.2.1	Discussion sur l'énergie du premier niveau excité	72
4.2.2	Discussion sur la possibilité d'un deuxième état 2^+	72
4.2.3	Discussion sur l'attribution d'un spin-parité 4^+ au deuxième état	74
4.2.4	Conclusion	76
4.3	Conclusion	78
5	Structure en couplage faible pour la description des isotones N=51	81
5.1	Description d'un système nucléaire composé d'un cœur et d'une particule : cas du couplage faible	81
5.2	Un modèle de couplage faible : le modèle de V. K. Thankappan et W. W. True	83
5.2.1	Choix de l'interaction	83
5.2.2	Développement du modèle de Thankappan et True	84
5.3	Discussion sur la structure en couplage faible dans les isotones N=51 déficités en protons	86
5.3.1	Etude de l'influence des paramètres ξ , χ_1 et χ_2 sur les valeurs propres .	86
5.3.2	Méthode de détermination des paramètres	90
5.3.3	Calcul pour $^{89}_{38}\text{Sr}_{51}$	92
5.3.4	Calcul pour $^{87}_{36}\text{Kr}_{51}$	97
5.3.5	Calcul pour $^{85}_{34}\text{Se}_{51}$	101
5.4	Application au noyau $^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$	107
5.5	Conclusion sur la structure en couplage faible dans la chaîne isotonique N=51 .	111

6 Conclusion	115
A Utilisation du logiciel MATHCAD pour la création du planning ALTO	119
B Taux de production d'ALTO.	127
C Calculs intervenant dans le modèle de couplage faible.	141
C.1 Calcul des éléments de matrices de l'Hamiltonien	142
C.2 Opérateurs de Transitions Electromagnétiques	144
C.2.1 Transitions quadrupolaires électriques	144
C.2.2 Transitions dipolaires magnétiques	145
Bibliographie	149

Chapitre 1

Introduction

“L’acte de la découverte a un aspect disruptif et un aspect constructif.

Il faut qu’il brise les structures de l’organisation mentale afin d’agencer une synthèse nouvelle.”

— Arthur Koestler

S’aventurer dans les régions exotiques, c’est se soumettre à des nouvelles surprises. Lorsque la vallée de stabilité a été quittée, l’influence de l’interaction proton-neutron a fait tanguer le modèle en couches, dans sa version historique [May1948, May1949, May1950], en changeant les énergies des différents « gaps » entre les couches. Depuis, la problématique de l’évolution des nombres magiques a fédéré une partie de la physique nucléaire des noyaux les plus légers aux plus lourds. Pour les plus légers, les lignes de séparation protons ou neutrons (« drip-lines ») sont très rapidement atteintes, les noyaux sont soumis à de violents changements, et chaque proton ou neutron rajouté au système peut même influencer sur l’existence d’un noyau. Et l’étude des nombres magiques se complexifie avec l’exotïcité. A l’opposé, dans la région des noyaux les plus lourds, un neutron de plus ne change pas fortement le rapport N/Z . L’évolution du statut des nombres magiques est très lente avec l’exotïcité. C’est dans la région des masses intermédiaires que la situation atteint un équilibre. La sensibilité au rapport N/Z est suffisamment faible pour éviter des variations trop violentes dans la structure et elle est à la fois pas assez forte pour atténuer l’évolution de la structure avec l’exotïcité.

C’est dans la région des masses intermédiaires que se situe un noyau supposé doublement magique. Le ${}^{78}_{28}\text{Ni}_{50}$, s’il a été observé [Eng1995], résiste encore à l’étude de sa structure. Aussi, de nombreuses expériences tentent de s’en approcher et d’apporter des nouvelles informations sur sa double magicité. Dans cette compétition, deux approches sont principalement employ es : l’étude du nombre magique $Z=28$ ou du nombre magique $N=50$. Ainsi, sur l’extrait de la carte des noyaux présenté sur la figure 1.1, la limite des connaissances expérimentales sur la structure est délimit e par la ligne en pointillés grise. Les cercles blancs représentent les noyaux les plus

exotiques dont la structure est connue dans la région.

Dans la chaîne isotopique des nickels, le noyau le plus exotique qui ait été étudié est le

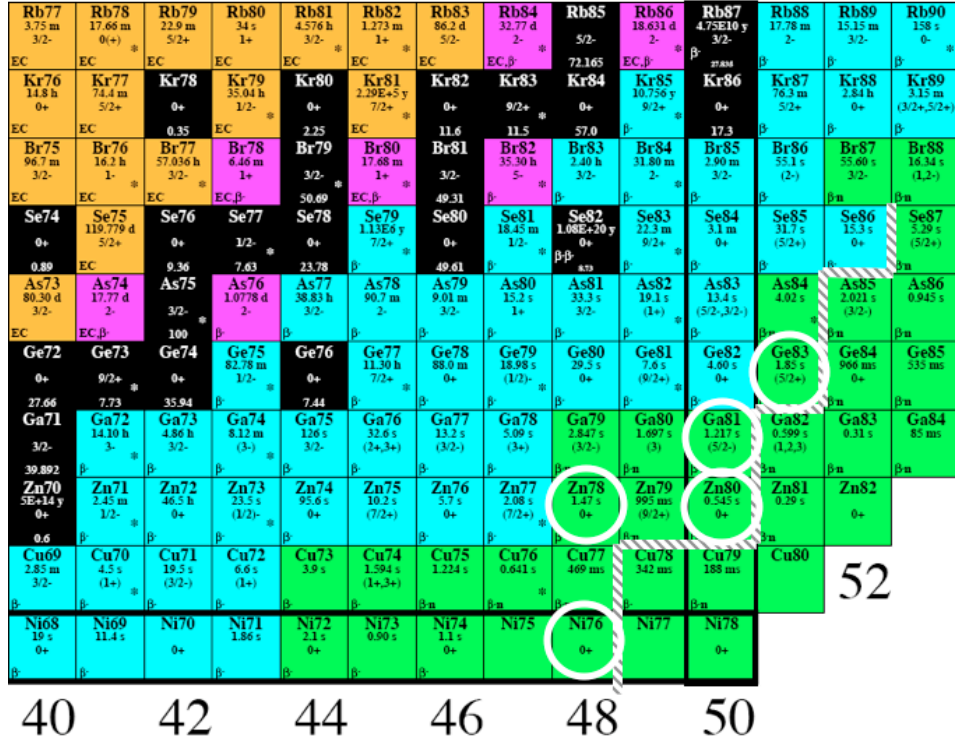


FIGURE 1.1: Agrandissement de la charte des noyaux autour du $^{78}\text{Ni}_{50}$ [Bag]. La ligne en pointillée représente la limite expérimentale de la connaissance sur la structure dans la région. Les noyaux entourés sont les plus exotiques étudiés dans la région.

^{76}Ni [Saw2004, Maz2005] pour lequel un état isomérique de spin parité 8^+ a été mis en évidence dans la fragmentation d'un faisceau de ^{86}Kr . La structure, $(\nu g_{9/2})^2 v = 2$, de l'isomère permet à C. Mazzocchi *et al.* de conclure au maintien de $Z = 28$ et donc à la double magicité du $^{78}\text{Ni}_{50}$. Cette conclusion est en contradiction avec la systématique des $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ pour la chaîne isotopique des nickels et des zincs. Dans leur travail, O. Perru *et al.* [PeSo2006] avancent que la rapidité de l'apparition de la collectivité au-dessus de $Z = 28$ menace le maintien du gap associé au nombre magique de 28 protons.

L'étude des isotones 50 pairs-pairs permet de donner les tendances de l'évolution de la collectivité en direction du $^{78}\text{Ni}_{50}$. Cependant, l'étude d'un noyau impair permet d'obtenir des informations plus précises sur la structure en particules (protons ou neutrons). Quant à l'étude des noyaux impairs-impairs, elle permet, *via* le couplage proton-neutron, de mettre en évidence des multiplets d'états. Les extrêmes des spins pour les états de ces multiplets sont parfois, en valeur, très différents. Ces différences sont particulièrement importantes dans des études de radioactivité β où l'alimentation des états est soumise à des règles de transition basées sur les différences de spin. A l'heure actuelle, le noyau impair le plus exotique étudié sur $N=50$, a été vu Orsay dans le cadre du projet PARRNe (Production d'Atomes Radioactifs Riches en

Neutrons) et vient compléter les informations sur la structure sous-jacente de la région. Lors de cette expérience, l'objectif était d'étudier un noyau impair de la chaîne isotonique $N=50$ avec la décroissance β^- du ^{81}Zn . Et le travail de D. Verney *et al.* [Ver2007] permet d'éclairer la structure en protons et, dans une certaine mesure, en neutrons dans la région autour du gallium (*cf.* fig. 1.2).

A partir de la comparaison entre un calcul de modèle en couches et les données expérimentales,

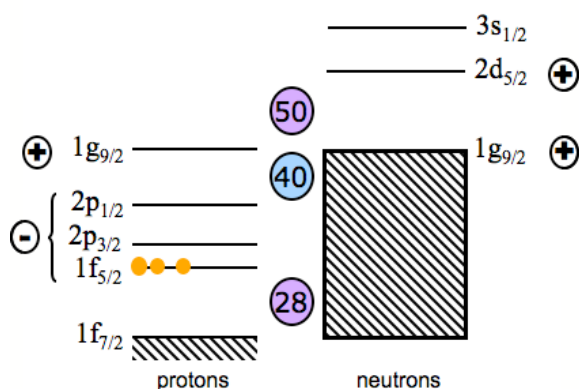


FIGURE 1.2: Schéma de la structure en couche dans la région du $^{81}_{31}\text{Ga}_{50}$

les auteurs mettent en évidence l'ordre $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $3p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$ pour les couches protons. Cet ordre est différent de celui connu à la stabilité. Ce résultat a été obtenu en supposant une double fermeture de couches pour $Z=28$ et $N=50$. Ce calcul permet, par ailleurs, de confirmer le maintien du gap 50. Toutefois il semble que les calculs pourraient être améliorés avec la prise en compte de la diffusion de paires de protons au travers de $Z=28$ qui, de plus, pourrait être responsable de la forte polarisation du cœur observée dans l'article de J. Van de Walle *et al.* [VdW2007]. Enfin, la décroissance du zinc 81 alimente de la même manière deux états de bas spin. Cette alimentation suggère un spin « faible » ($\frac{1}{2}^+$) pour l'état fondamental du noyau père. Ces indices indiquent qu'à partir du gallium, les couches neutrons ($d_{5/2}$) et ($s_{1/2}$) se seraient croisées ou au moins fortement rapprochées.

La magie de $N = 50$ a été confirmée jusqu'au $^{80}_{30}\text{Zn}_{50}$ avec l'expérience d'excitation coulombienne du $^{80}_{30}\text{Zn}_{50}$ [VdW2007] à REX-ISOLDE. Dans cette expérience, l'énergie du premier état excité du ^{80}Zn et la probabilité de transition $0^+ \rightarrow 2^+_1$ ont été mesurées. Les valeurs ont été comparées à un calcul de modèle en couches. La systématique des énergies des premiers états excités 2^+ des noyaux sur $N=50$ indique le maintien d'un gap fort jusqu'à $Z=30$ (*cf.* fig.1.3). Toutefois, pour reproduire le $B(E2)$, une forte polarisation du cœur, pour $Z=28$, a dû être prise en compte.

Mais la magie de $N=50$, proche du $^{78}_{28}\text{Ni}_{50}$, est loin d'être le seul attrait de cette région de masse. Franchir $N=50$ revient, en effet, à franchir une porte qui s'ouvre sur un nouvel espace de valence. Un des premiers noyaux les plus exotiques étudié dans la région au-delà de $N=50$ est le $^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$. Il a été étudié à Orsay auprès du projet PARRNe (Production d'Atomes Radioactifs Riches en Neutrons) *via* la décroissance radioactive β^- du $^{83}_{31}\text{Ga}_{52}$. Comme on peut le voir sur la figure 1.1, il se situe sur le seuil de l'espace de valence qui s'ouvre au-delà de

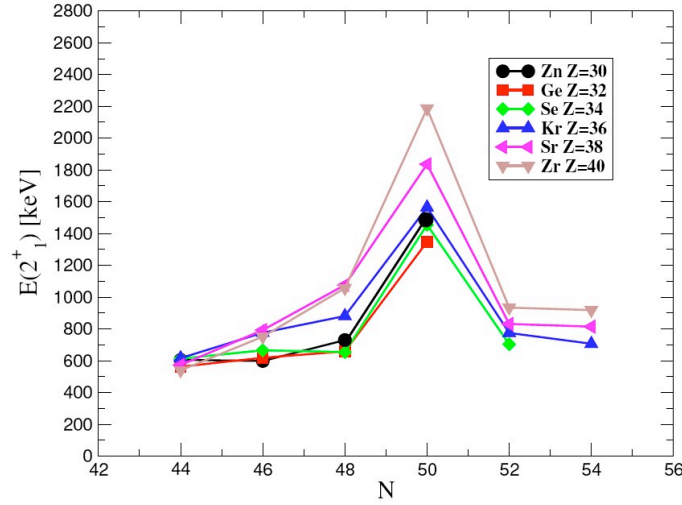


FIGURE 1.3: Systématique des énergies des premiers états 2^+ dans les chaînes isotopiques de $Z=40$ à $Z=30$.

$N=50$. L'ensemble des résultats apportés par cette expérience sont résumés et intégrés dans la systématique des données de décroissance pour $N=51$ (*cf.* fig. 1.4).

La principale conclusion du travail effectué par O. Perru *et al.*, est l'identification d'un groupe d'états correspondant au couplage du premier état excité 2^+ du cœur pair-pair et du neutron $2d_{5/2}$ dans un régime de couplage faible. Cette structure nécessite un cœur fermé auquel se couple un nucléon célibataire. Les états excités du noyau sont construits en maintenant le nucléon célibataire dans l'état de particule individuelle de plus basse énergie et en le couplant aux états excités du cœur issu d'une excitation collective du cœur. Et un noyau magique peut être considéré comme un bon cœur pour ce type de modèle. Par conséquent, ce type de structure constitue une preuve indirecte pour le maintien de $N=50$ pour le ^{82}Ge . Par ailleurs, cette figure 1.4 est aussi un premier pas dans le nouvel espace de valence qui s'ouvre au-delà de $N=50$. Sur la figure, « $L=0$ » est reporté sur les premiers états $\frac{1}{2}^+$ des isotones $N=51$ du zirconium, strontium et krypton. Cette valeur correspond au moment orbital de la fonction qui décrit cet état. Ainsi les mesures issues de réactions (d,p) [Bin1970, Cle1978, Har1970] ont mis en évidence qu'il s'agit d'un état neutron $(3s_{1/2})$. Par conséquent, la mesure de l'énergie de cet état donne une bonne indication de la valeur de l'énergie de la couche $3s_{1/2}$ relativement à la couche $2d_{5/2}$ qui compose l'état fondamental des isotones $N=51$. La systématique nous révèle que cette énergie relative décroît avec l'exotécité. Ainsi, au niveau du germanium, les deux couches sont très proches en énergie et semblent sur le point de se croiser. L'ensemble des données collectées à Orsay, au cours des décroissances β du $^{83}_{31}\text{Ga}_{52}$ et $^{81}_{30}\text{Zn}_{51}$, permet de défricher la structure au-delà de la fermeture de couche $N=50$ tout en confirmant le statut de ce nombre magique. La figure 1.2 illustre l'ordre des couches dans la région. Pour les protons, la structure est soumise à la présence du gap 28 au-dessus duquel se trouve les couches $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$. Quant aux neutrons, la présence du gap 50 va grandement influencer sur la structure des noyaux

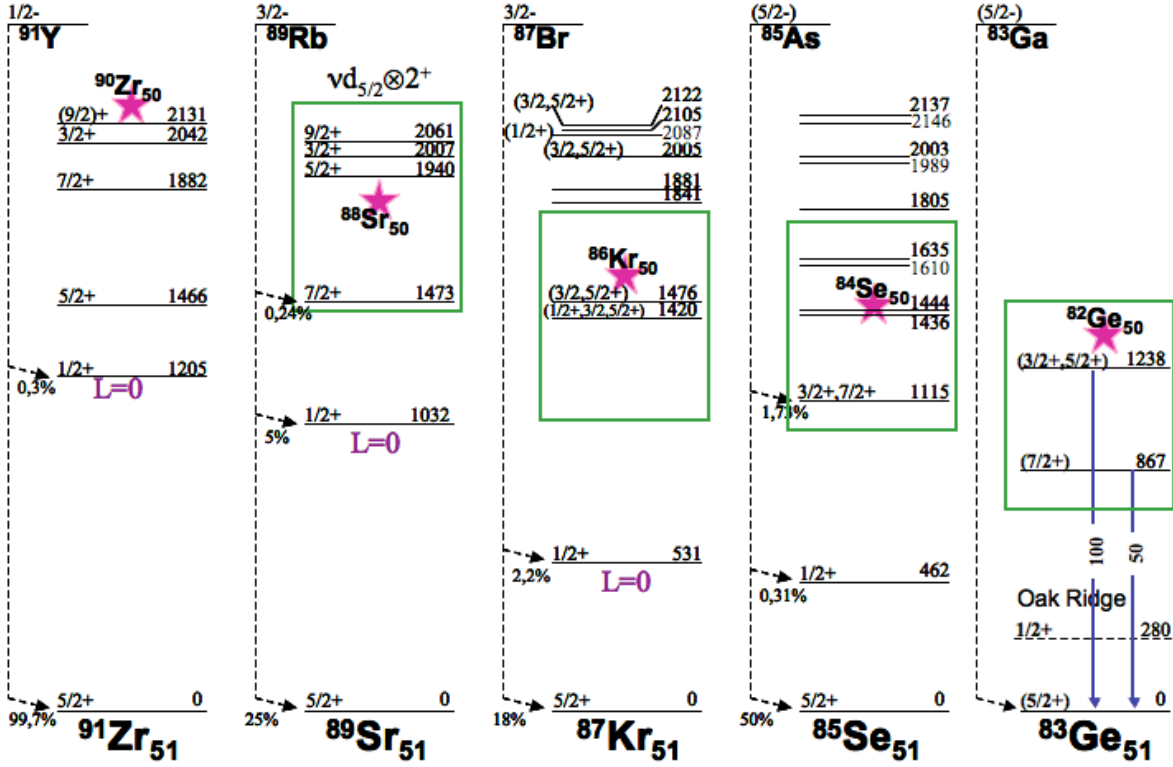


FIGURE 1.4: Systématique des états expérimentaux réalisée pour la chaîne $N=51$. L'étoile correspond à l'énergie du premier 2^+ du noyau pair-pair voisin (sur $N=50$). Les cadres mettent en évidence la présence des états appartenant à un multiplet issu du couplage faible $2^+ \otimes (\nu d_{5/2})$. Pour le $^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$, les deux transitions à 1238 et 867 keV sont extraites du travail de O. Perru *et al.* [Per2006]. La transition à 280 keV est extraite du travail de J.S. Thomas *et al.* [Tho2005, Tho2007].

de $^{83,84}\text{Ga}$. Cependant, le rapprochement des couches $3s_{1/2}$ et $2d_{5/2}$ va certainement rendre les configurations neutrons plus complexes et plus difficiles à isoler. Le premier objectif de l'étude des noyaux de $^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$ et $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$ est d'apporter de nouveaux arguments dans la discussion sur le maintien de $N=50$. Je montrerai dans le chapitre 5, en détail, le développement d'une modélisation de cette structure en couplage faible. Le calcul sera réalisé pour l'ensemble de la chaîne isotonique $N=51$ et pour le $^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$ afin de confirmer l'hypothèse avancée par O. Perru *et al.*. Ce qui constituera une confirmation indirecte du maintien du gap pour 50 neutrons.

Le noyau de $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$ est le premier noyau pair pair au delà de $N=50$. Par conséquent, la mesure de l'énergie de son premier niveau 2^+_1 permettra de confirmer la présence d'un maximum pour les énergies des premiers états 2^+ au passage de $N=50$. La mesure de l'énergie de l'état 4^+ permettrait de signer la collectivité dans ce noyau au-delà de $N=50$.

Le second objectif de l'étude des isotopes de germanium au-delà de $N=50$ est de caractériser l'espace de valence qui s'ouvre au-dessus du gap. On attend un rapprochement ou un croisement des couches $3s_{1/2}$ et $2d_{5/2}$ autour du noyau de $^{81}_{31}\text{Ga}_{50}$. Une inversion aurait des conséquences sur le spin de l'état fondamental du $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$ et donc influera sur l'alimentation des

états du $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$ par la décroissance β^- . L'analyse des spectres obtenus pendant la décroissance radioactive du $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$ nous permettra de remonter directement à la structure en couche au-delà de $N=50$.

Les modifications dans l'ordre des couches facilitent aussi l'apparition de la collectivité

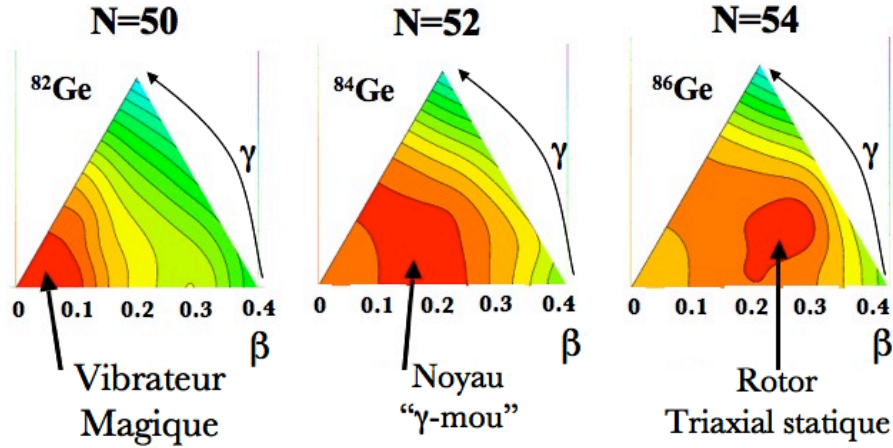


FIGURE 1.5: Cartographie des potentiels de $^{82-86}\text{Ge}$, issues d'un calcul Hartree-Fock-Bogoliubov avec la force D1S de Gogny, en fonction de la déformation β pour $0 \leq \gamma \leq 60^\circ$. Chaque ligne correspond à une équipotentielle de 1 MeV. Extrait de [Per2004].

dans cette région. En effet, l'espace de valence $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$ se caractérise aussi par l'apparition d'une zone de grande déformation dans la région de masse $A \sim 92$. Différentes études [Buc1990, Kei1995, Tha2003] ont permis d'accumuler des résultats expérimentaux sur l'apparition de la déformation. La figure 1.5, représente les courbes de potentiels calculées avec HFB en utilisant la force D1S de Gogny. Cette figure illustre l'apparition de la collectivité juste après le passage de $N=50$. On peut constater, pour le ^{82}Ge que la surface d'énergie potentielle dans le sextant β - γ présente à une déformation nulle mais relativement large. Cela est caractéristique d'une dynamique de noyau semi-magique. Avec deux neutrons supplémentaires, le ^{84}Ge gagne en collectivité : il présente une vallée d'énergie potentielle en γ et à β constant caractéristique d'un noyau complètement mou. Enfin, 4 neutrons au-delà de $N=50$, une déformation permanente apparaît ! L'allure de la surface d'énergie potentielle semble désigner une déformation triaxiale statique pour ^{86}Ge . Aussi l'étude du $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$ va peut-être nous permettre d'apporter des informations sur cette augmentation progressive de la collectivité qui caractérise l'entrée dans l'espace de valence au-delà du gap 50.

Toutes ces incertitudes sur les caractéristiques de la structure des noyaux de $^{83,84}\text{Ge}$ sont autant de questions auxquelles je me dois de répondre. Mais ces isotopes sont particulièrement riches en neutrons. Leur exotécité rend leur production particulièrement difficile. Dans l'objectif de franchir cette difficulté, à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, un accélérateur d'électrons, permettant de produire ces noyaux par la photofission de l'uranium, a été construit. Nous allons commencer par voir en quoi ce nouvel accélérateur, baptisé ALTO (Accélérateur

Linéaire et Tandem d'Orsay), qui se différencie d'installations pré-existantes par la technique employée pour la production et la sélection des noyaux d'intérêt, va permettre de produire les noyaux de gallium qui nous intéressent.

Chapitre 2

Production d'Atomes Radioactifs Riches en Neutrons à ALTO

“Produire des noyaux exotiques...”

Facile ! Il suffit de planter des mangues, des avocats, etc.”

— Une néophyte.

Pour partir explorer les régions inconnues de la charte des noyaux, il est nécessaire de parvenir à produire des noyaux de plus en plus exotiques. Le développement de la technologie auprès des accélérateurs a permis de perfectionner plusieurs méthodes de production de noyaux exotiques. Aujourd’hui, l’exotisme que l’on cherche à atteindre implique la fabrication de faisceaux exotiques qui seront eux-même employés dans la production des noyaux que l’on veut étudier. Des installations telles qu’ISOLDE au CERN ou SPIRAL utilisent la méthode appelée « ISOL » (Isotopic Separation On-Line). De plus, les projets futurs SPIRAL2 et EURISOL sont basés sur des développements autour de la technique ISOL. Il s’agit d’arrêter le faisceau primaire dans une cible épaisse où tous les éléments sont fabriqués et thermalisés. Pour la plupart des éléments, la cible doit être chauffée à de très hautes températures pour permettre leur diffusion et/ou effusion vers l’extérieur. Une source d’ionisation est adjointe pour permettre d’ioniser les atomes. La plupart du temps, les cibles ont des épaisseurs de l’ordre de $\sim 4 \text{ g/cm}^2$. Mais le temps de relâchement dépend fortement des propriétés chimiques des fragments de fission et de la cible. Il existe, de plus, des éléments dont les températures d’ébullition sont particulièrement élevées. Ces éléments, qualifiés de réfractaires, ne sortent pratiquement pas de la cible. Cependant, dans certains cas, une certaine sélectivité chimique peut être atteinte par un choix judicieux de cible ou de mécanisme d’ionisation. L’ensemble des évolutions dans la mise au point de la technique ISOL a été récapitulé dans les travaux de Ravn *et al.* [Rav1979, Rav1989, Rav1998]. Cette méthode présente l’avantage d’arrêter le faisceau dans la

cible : les fragments de fission ont une distribution en impulsion très étroite ce qui permet de produire des faisceaux d'excellente qualité optique. De plus, combinée avec le mécanisme de fission, elle est particulièrement adaptée pour l'étude des noyaux riches en neutrons dans la région des masses intermédiaires.

L'application de la technique ISOL auprès de l'installation ALTO se distingue des installations précédemment citées par le mécanisme de réaction employé pour initier la fission.

2.1 La fission pour la méthode ISOL : un outil pour la production de noyaux exotiques riches en neutrons

En 50 ans, grâce à des sections efficaces importantes, la fission a permis la production et l'étude de plus de 400 nouveaux isotopes. Même si aucun modèle complet de la fission n'a été mis au point, il existe une grande quantité de modèles empiriques pour décrire ce mécanisme de réaction.

La fission privilégie les nucléides riches en neutrons car le noyau qui fissionne possède un grand rapport N/Z . Le mécanisme de fission, utilisé en technique ISOL, semble être la façon la plus efficace de produire différents noyaux riches en neutrons dans la région de masse $\mathcal{A} = 80$. Plusieurs actinides avec des sections efficaces de fissions pourraient être utilisées comme cible dans une installation de type ISOL (^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{241}Am , *etc.*). Toutefois, à cause des problèmes d'utilisation des cibles constituées d'éléments trans-uraniens (pression de vapeur saturante élevée et une réglementation très stricte), seuls les isotopes d'uranium (principalement l' ^{238}U) sont utilisés dans des installations fournissant des faisceaux radioactifs. Toutefois, l'utilisation de noyaux fertiles implique d'apporter suffisamment d'énergie pour initier la fission. Et les différentes méthodes se distinguent par le projectile employé pour induire cette fission.

2.1.1 Fission induite par des neutrons

La fission induite par des neutrons thermiques a été utilisée pendant plus de 40 ans pour la séparation en ligne d'isotopes radioactifs [Kof1951]. A. Wahl a compilé [Wah1988] une liste importante de données expérimentales sur les taux de production isotopique permettant de comparer différentes méthodes de production. Issue de ce travail, la figure 2.1 montre les taux de production attendus pour les isotopes de nickel dans la fission de l' ^{235}U et ^{239}Pu . Elle permet de montrer que pour le $^{78}_{28}\text{Ni}_{50}$, une section efficace de, respectivement, 23 et 3 nb est prédite. Si l'on compare cette prédiction aux quelques picobarns pour la production par d'autres méthodes (fragmentation), la fission semble plus intéressante. Cette impression a été confirmée lorsque les toutes premières mesures de demi-vies pour les isotopes $^{71-74}\text{Ni}$ ont été réalisées en utilisant la fission induite par neutrons.

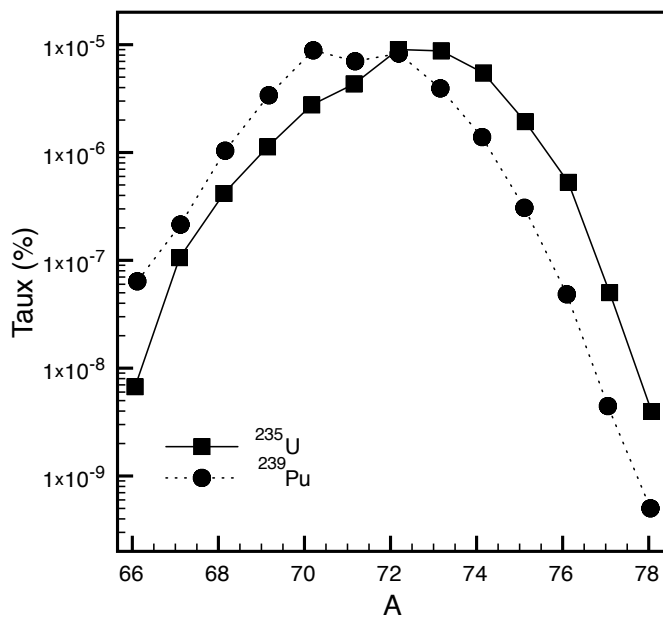


FIGURE 2.1: Taux de production des isotopes proposé pour le nickel dans la fission de l' ^{235}U et ^{239}Pu . Extrait de [Wah1988].

La fission induite par des neutrons rapides a l'avantage de pouvoir utiliser une cible d' ^{238}U . Pour utiliser ce mécanisme, par exemple auprès du séparateur PARRNe, un faisceau de deutons est envoyé sur un convertisseur de graphite de 5 mm d'épaisseur placé à 110 mm du centre de la cible d'uranium. Les deutons ayant une énergie de liaison faible, une partie d'entre eux est cassée par interaction avec le convertisseur. Par exemple, pour une énergie de faisceau de 40 MeV, 0,013 neutrons par deuton sont produits [Nif1997]. Les protons issus du break-up sont absorbés par la cible, seuls les neutrons peuvent s'échapper, essentiellement vers l'avant, avec une énergie de l'ordre de 0,4 fois l'énergie incidente. La partie droite de la figure 2.2 montre les mesures de sections efficaces réalisées par Lestone et Gavron [Les1994]. Cette figure montre que la section efficace augmente lentement jusqu'à une énergie de 40 MeV pour le flux de neutrons, puis diminue lentement (*cf.* fig. 2.2). D'aucun pourrait penser que l'énergie optimale pour les neutrons est autour de 40 MeV. D'autant plus que le taux de break up augmente avec l'énergie, et donc pour des énergies inférieures à 40 MeV pour une même intensité de deutons, le flux de neutrons est plus faible.

Cependant, la fission de l'uranium 238 est très asymétrique à basse énergie, et plus l'énergie augmente plus cette asymétrie diminue (*cf.* fig. 2.3). En réponse à ce problème, Mirea *et al.* [Mir1998] ont montré, dans des simulations, que l'obtention des fragments les plus riches en neutrons, dans la région de masse du nickel, nécessite de limiter l'énergie incidente à une vingtaine de MeV pour le flux de neutrons. Ainsi à PARRNe, avec un flux de neutrons de 10 MeV, on est donc dans de bonnes conditions pour produire des noyaux riches en neutrons par fission de l' ^{238}U , bien que, comme indiqué plus haut, le taux de break up soit plus faible que pour une énergie plus élevée. De plus, on observe une saturation dans la production des fragments de fission avec l'augmentation de l'énergie du faisceau comme le montre la figure de gauche 2.2 [Pau1998]). Ainsi le futur projet SPIRAL2 sera basé sur l'utilisation d'un faisceau de deutons

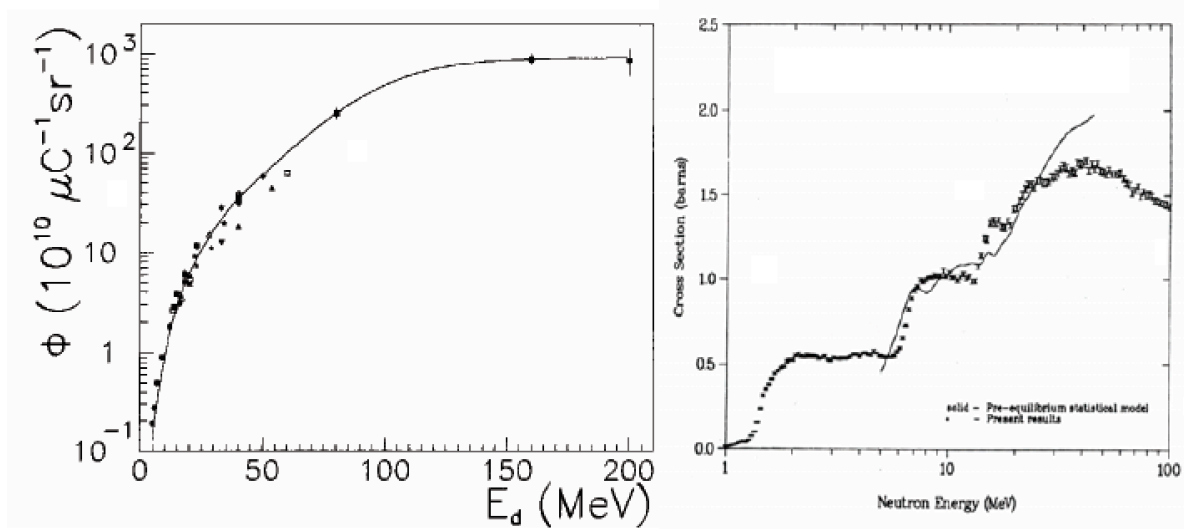


FIGURE 2.2: Section efficace de fission de l' ^{238}U en fonction de l'énergie des neutrons (figure de droite extraite de [Les1994]). Production de neutrons à 0° en fonction de l'énergie du faisceau de deutons (figure de gauche extraite de [Pau1998]).

de 40 MeV ce qui devrait permettre améliorer la section efficace de fission. Cependant, pour compenser le faible taux de break up une intensité de faisceau très élevée est nécessaire (10 mA).

L'énergie choisie doit être le compromis entre l'augmentation du taux de break up des deutons afin d'accroître le flux de neutrons, et la faible énergie des neutrons émis pour favoriser l'asymétrie de la fission et produire préférentiellement les fragments de fission les plus exotiques. Dans le cadre du projet PARRNe à Orsay, un faisceau de deutons d'énergie 26 MeV et d'intensité $1 \mu\text{A}$ a permis d'obtenir quelques 10^9 fissions/s dans la cible.

2.1.2 Fission induite par des particules chargées

La fission d'un noyau peut être induite par des particules chargées ayant une énergie incidente suffisante. Des faisceaux primaires de protons, d' α ou d'ions lourds ont longtemps été utilisés dans des installations de type ISOL. Toutefois, comparée à la fission induite par les neutrons, l'utilisation de particules chargées possède deux inconvénients majeurs :

- Dans le cas de la fission induite par neutrons, la cible n'est chauffée que par les réactions de fission. Mais dans le cas des particules chargées, comme le faisceau est arrêté dans la cible : une grande partie de l'énergie cinétique des projectiles est dissipée dans la cible, sans pour autant induire de fission. Ainsi, pour une limite de température donnée, le taux maximum de fission dans le volume de la cible sera plus faible dans le cas des particules chargées. Cependant, la dissipation de l'énergie du faisceau dans la cible permet de chauffer cette dernière. Cela a pour effet d'accroître la diffusion des fragments de fission dans la cible.

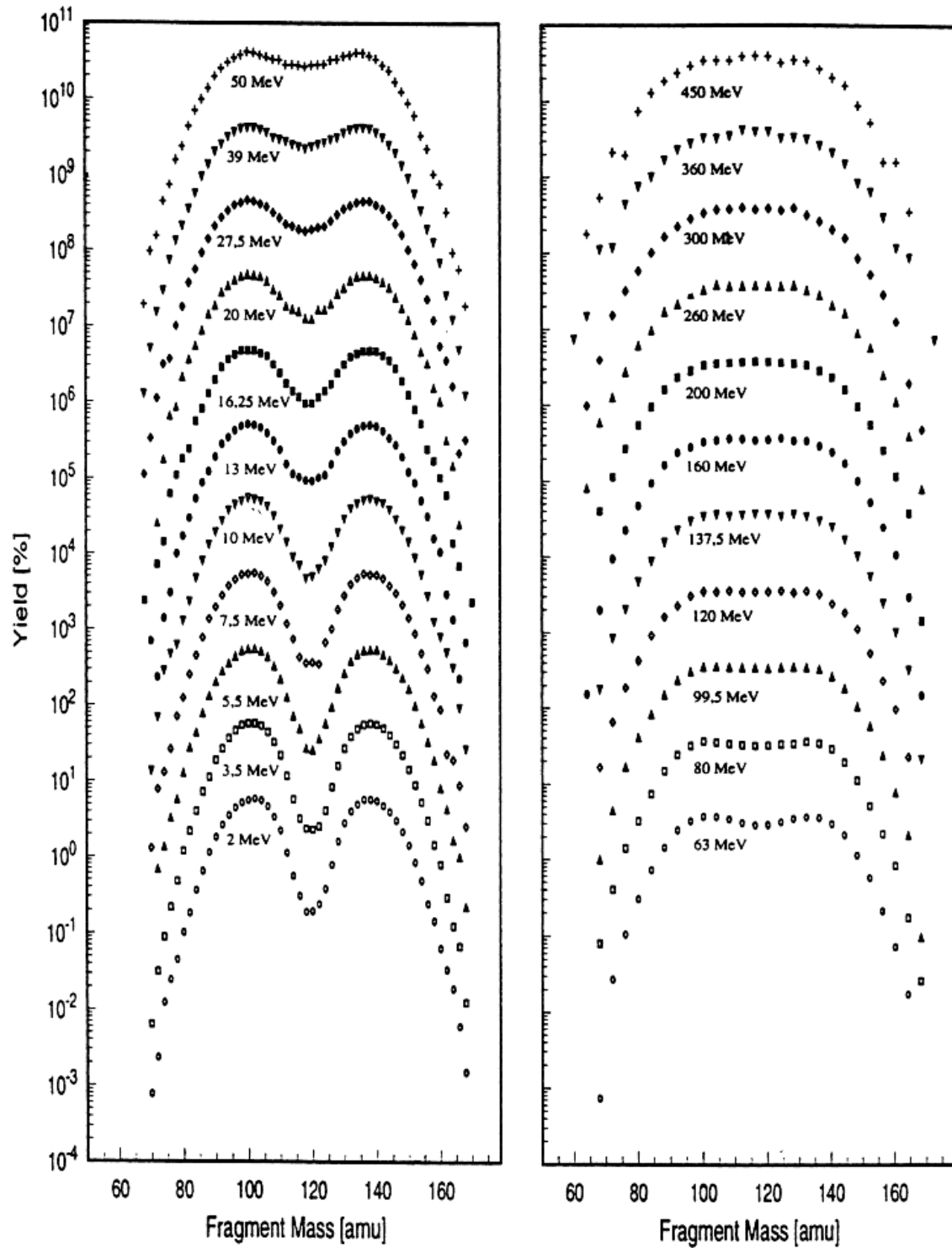


FIGURE 2.3: Distribution des fragments de fission en fonction de l'énergie d'excitation de l' ^{238}U . Extrait de [Zol1995].

- L'asymétrie de la fission disparaît avec des projectiles de très haute énergie (*cf.* fig. 2.3). Les réactions de spallation et de fragmentation vont favoriser la production de noyaux pauvres en neutrons. Cela implique, qu'il faudra une sélection encore plus forte pour pouvoir éliminer ces contaminants.

L'installation ISOLDE, au CERN, utilise un faisceau de protons de 1,4 GeV et d'intensité 2 μA . Un nombre dépassant les 10^{11} fissions/s a été atteint dans la cible.

2.1.3 Fission induite par des photons : la photofission

Il existe un autre processus permettant d'induire la fission de l' ^{238}U . Ce dernier a été évoqué par W. T. Diamond [Dia1999] et consiste à induire la fission de l'uranium en utilisant des photons. Ces derniers sont issus d'un rayonnement Bremsstrahlung produit par l'arrêt d'un faisceau d'électrons dans un convertisseur métallique. Dans ses calculs, Diamond montre la possibilité d'induire plus de 10^{13} fissions/s avec un faisceau de 30 MeV et une puissance de 100 kW. C'est Yu. Ts. Oganessian [Oga2002] qui a apporté la preuve expérimentale validant ces estimations. En effet, dans une expérience hors ligne, une feuille d'uranium a été irradiée par un faisceau d'électrons de 25 MeV d'énergie et d'une puissance de 0,5 kW envoyé sur un convertisseur de tantale. La mesure de production des produits de fission dans la cible a montré qu'un taux de fission de l'ordre de 10^{11} fissions/s semble avoir été atteint, permettant une production d'étain 132 et du xénon 142 de l'ordre de 10^9 atomes/s dans la cible.

2.2 Utilisation de la méthode ISOL à Orsay : développement du projet ALTO

2.2.1 La mise en place du projet ALTO

La naissance d'ALTO:

Grâce à la plus grande facilité de fabrication et d'utilisation d'un faisceau d'électrons, la photofission constitue une alternative intéressante à la fission induite par neutrons. Après la réussite d'une expérience de faisabilité au CERN [Ess2003, Ibr2002, Hos2004], l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO) a initié le projet ALTO : Accélérateur Linéaire et Tandem d'Orsay. Préexistant au projet ALTO, PARRNe, avec un faisceau de deutons de 26 MeV et une intensité limitée de 1 μA , présentait des taux de production suffisamment élevés pour permettre des expériences de spectroscopie [Per2006, Ver2007]. La possibilité de les augmenter d'un facteur 100 permettrait d'étendre le champs des noyaux accessibles. Le projet ALTO a pour objectif d'atteindre ce but, mais aussi d'établir un programme de recherche et développement pour mettre au point des ensembles cible-source d'ions (ECS) destinés aux installations de seconde génération, comme SPIRAL2 ou EURISOL.

L'exploitation de la photofission à ALTO passe par l'utilisation de l'ancien pré-injecteur du LEP du CERN qui permet de fournir un faisceau d'électrons. L'interaction de ce faisceau d'électrons avec la cible génère un spectre continu de rayonnement gamma. Les γ qui sont produits sont issus du rayonnement Bremsstrahlung résultant du freinage des électrons dans la cible. La figure 2.4(a) représente le spectre en énergie des γ produits par l'arrêt du faisceau d'électrons pour trois énergies de ce dernier. Sur le même graphe est reportée la section efficace de photofission en fonction de l'énergie du photon incident : il s'agit de la résonance dipolaire géante (GDR). Cette courbe permet de constater que le rendement du processus de photofission est la convolution entre le spectre des γ incidents et la section efficace de photofission. Le rendement est reporté sur la figure 2.4(b). Ces deux graphes nous permettent de conclure que la photofission est une réaction à seuil : une énergie minimale de l'ordre de 10 MeV pour les électrons est nécessaire pour permettre la production de γ suffisamment énergétiques pour induire la photofission de l' ^{238}U . De plus, le rendement semble atteindre un plateau de saturation à partir de 45 MeV. L'augmentation du rendement de fission est due à l'augmentation du nombre de γ émis à l'énergie de la GDR avec l'accroissement de l'énergie des électrons. La figure 2.4(b) montre qu'un palier est atteint à partir de 45 MeV. Par conséquent, 50 MeV d'énergie permet d'atteindre un rendement optimal.

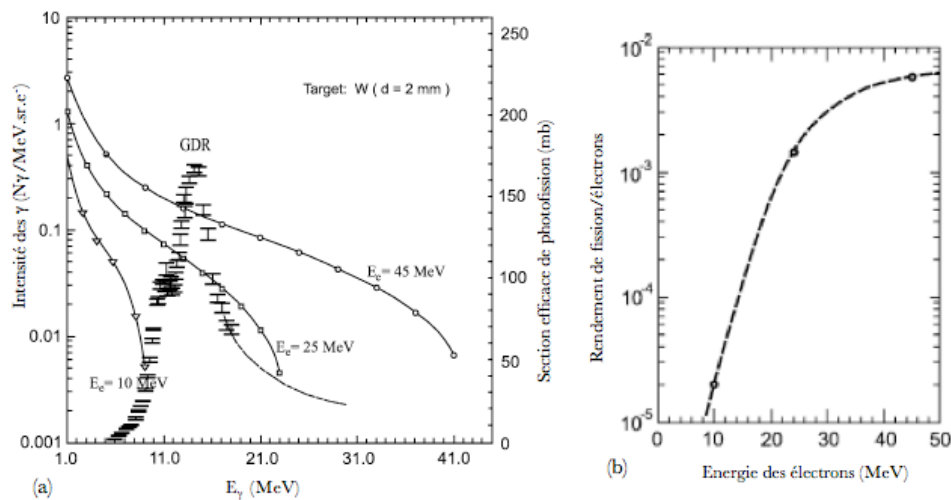


FIGURE 2.4: (a) Les courbes continues représentent le spectre d'émission des γ par électron pour des énergies d'électrons incidents de 10, 25 et 45 MeV. Les points expérimentaux (échelle à droite) représentent l'évolution de la section efficace de la photofission de l' ^{238}U en fonction de l'énergie des γ . (b) Rendement de la photofission en nombre de fission par électron incident. Extrait de [Oga2002].

2.2.2 Description de l'installation ALTO

L'ancien pré-injecteur du LEP a été installé dans les bâtiments du TANDEM d'Orsay pour compléter le dispositif PARRNe afin de devenir une installation ISOL utilisant la photofission.

Le dispositif mis en place à ALTO peut être décomposé en trois éléments : un accélérateur d'électrons, un ensemble cible-source et un séparateur en masse.

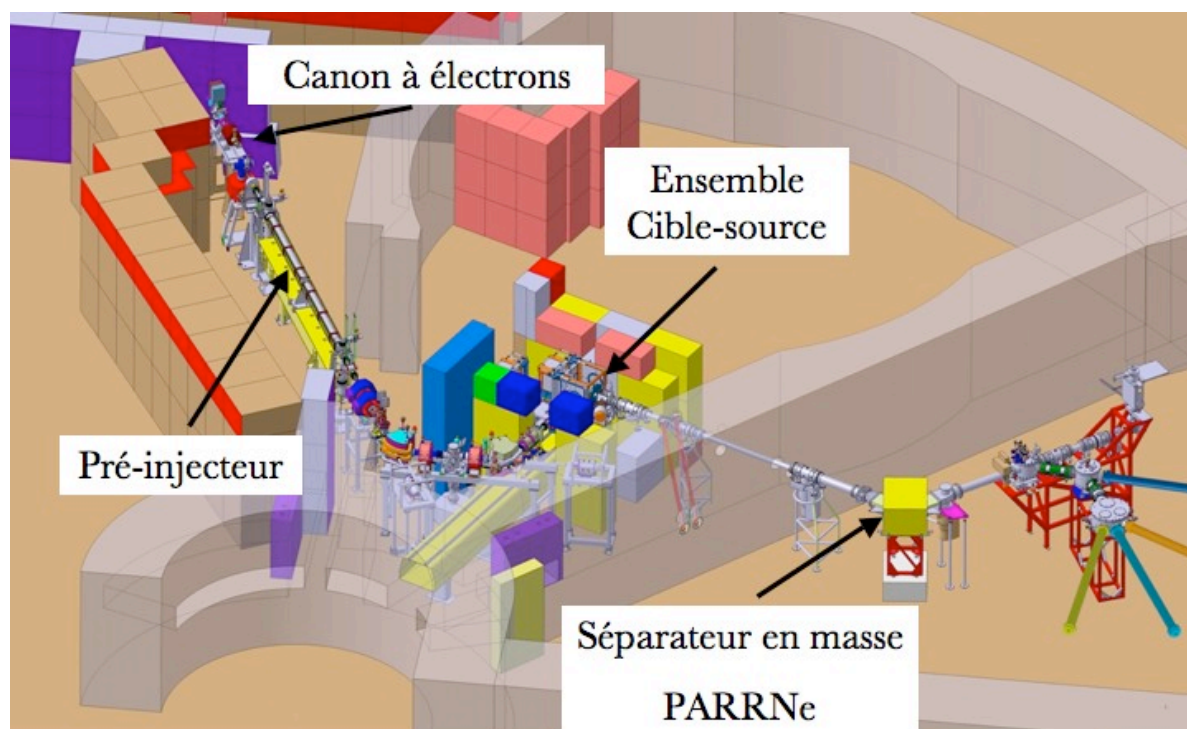


FIGURE 2.5: Représentation globale de l'installation ALTO.

Description de la création du faisceau d'électrons:

Le faisceau d'électrons est généré par un canon à électrons porté à une tension comprise entre 80 et 90 kV. Ce canon est capable de délivrer des impulsions variables d'électrons (de 0,2 à 2 μ s) avec une fréquence de 100 Hz. A la sortie du canon à électrons se trouve un pré-groupeur et un groupeur qui sont des cavités Hautes Fréquences (HF) qui permettent d'accélérer les impulsions d'électrons jusqu'à une énergie de 3 MeV à l'entrée de la section accélératrice.

L'accélération des électrons à une énergie de 50 MeV se fait par l'utilisation de l'ancien pré-injecteur du LEP. Cette section accélératrice est une cavité HF qui permet d'augmenter l'énergie de 46 MeV sur une distance de 4,5m. A la sortie de la section accélératrice le faisceau est constitué de paquets ayant une durée de 15 ps avec une période de répétition de 333ps (*cf.* fig. 2.6). Le faisceau possède alors une énergie de 50 MeV et le courant moyen nominal est de 10 μ A. Le faisceau est alors guidé par une ligne de transport vers la cible.

Toutefois, pour s'adapter aux structures préexistantes (le séparateur PARRNe), cette ligne est équipée de deux dipôles magnétiques permettant une déflexion du faisceau selon un angle de 130° afin de rejoindre la ligne de transport existante. Ce choix a permis de maintenir la possibilité d'utiliser un faisceau de deutons pour des expériences de fission induite par des neutrons

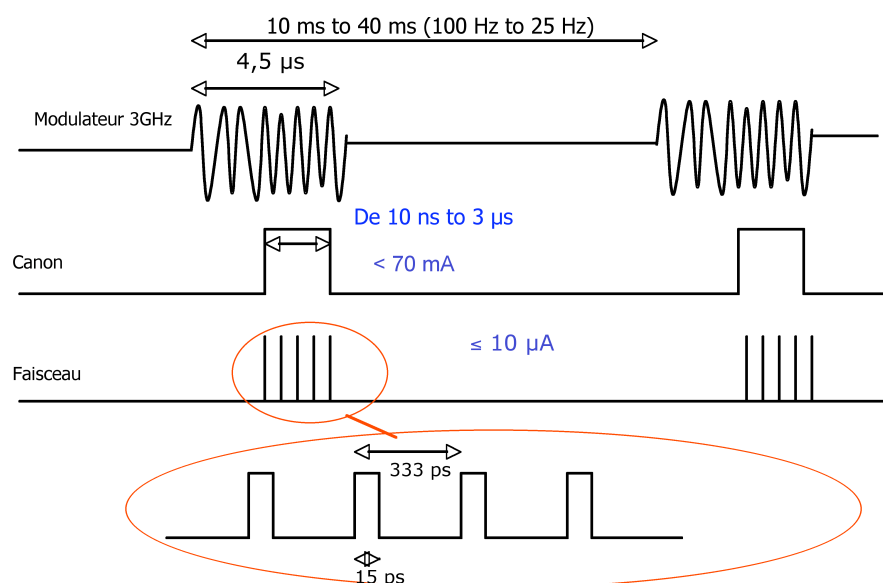


FIGURE 2.6: Structure en temps du faisceau d'électrons à l'entrée de la cavité accélératrice.

rapides.

Description de l'ensemble Cible-Source:

Après la déflexion dans les dipôles, le faisceau d'électrons vient frapper une cible de carbure d'uranium (UC_x). Les électrons sont essentiellement convertis en photons par le processus de Bremsstrahlung dans les premiers centimètres de la cible (*cf.* fig. 2.7). Ces électrons sont à l'origine de la cascade électromagnétique qui va initier le processus de fission. Compte tenu du libre parcours moyen des γ dans la cible, cette distribution est directement comparable à la distribution des photofissions dans la cible. Sur la figure 2.8, on peut constater que l'essentiel des fissions se produit dans les trois premiers centimètres de la cible. Cette figure nous conduit à réfléchir à l'utilisation de cibles plus minces (~ 10 cm d'épaisseur). La cible d' UC_x est issue des développements réalisés à ISOLDE et est fabriquée à l'IPN. Celle réalisée pour ALTO est composée de 143 pastilles de UC_x (*cf.* fig. 2.9) de 14 mm de diamètre et contient environ 70 g d'uranium 238 avec une densité de $3,36 \text{ g/cm}^3$. La cible est logée dans un conteneur cylindrique en graphite. Ce conteneur est installé dans un four cylindrique en tantale de 20 cm de long et de quelques millimètres d'épaisseur. L'ensemble est porté à une température de l'ordre de 2000°C par chauffage ohmique. La puissance électrique nécessaire est de l'ordre du kilowatt impliquant des intensités s'élevant à 700 A. Les photons vont induire la fission des noyaux d'uranium. Les fragments de fission vont s'échapper de la cible par les processus d'effusion et de diffusion. Une ouverture de 8 mm de diamètre est aménagée au milieu du four. Sur cette ouverture un tube de transfert est soudé afin de permettre la diffusion des fragments jusqu'à la source d'ionisation.

Dans le cadre des mesures de production au mois de juillet 2006, la source d'ionisation qui a été utilisée était identique à celle utilisée pendant les expériences réalisées habituellement sur

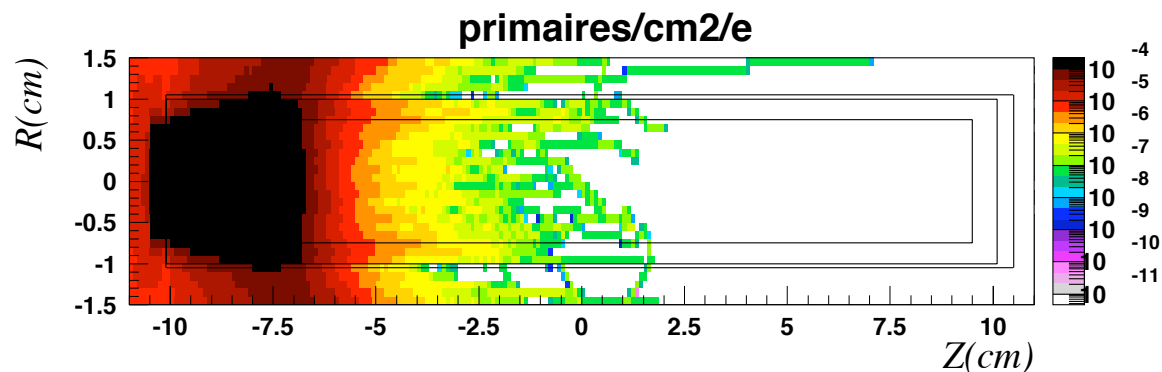


FIGURE 2.7: Distribution spatiale, dans la cible d' UC_x , des électrons issus du faisceau incident. La distribution est donnée en particules/cm²/e⁻. Extrait de [Mah2006].

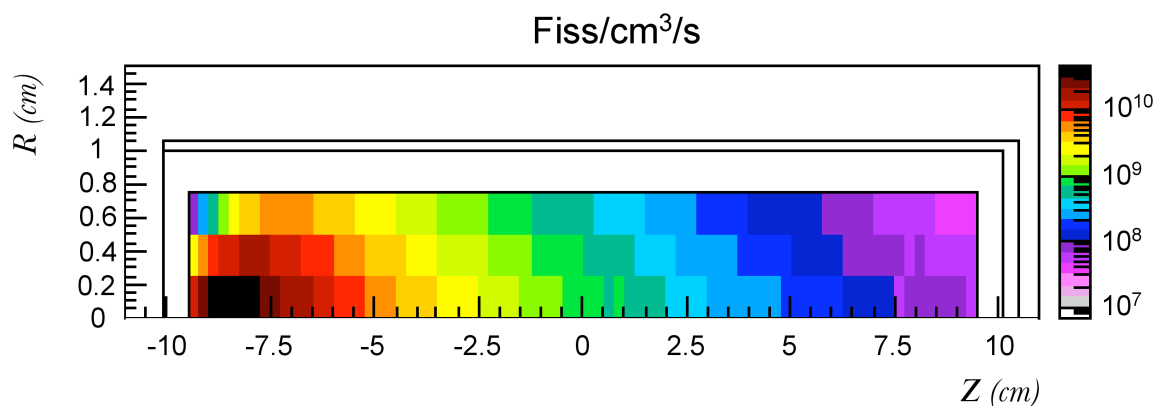


FIGURE 2.8: Distribution spatiale, dans la cible d' UC_x , du nombre de fissions. Extrait de [Mah2006].



FIGURE 2.9: Photographie des pastilles de carbure d'uranium mise en place pour la future cible SPIRAL2

PARRNe. Cette source d'ions est une source à plasma chaud de type MK5-ISOLDE [Sun1992] (*cf.* fig. 2.10). Son fonctionnement est basé sur le principe FEBIAD (Forced Electron Beam Induced Arc Discharge [Kis1976]) et sa température peut être portée jusqu'à 1900 °C. L'ensemble de la source est chauffé par un courant électrique qui passe dans le circuit fermé composé du

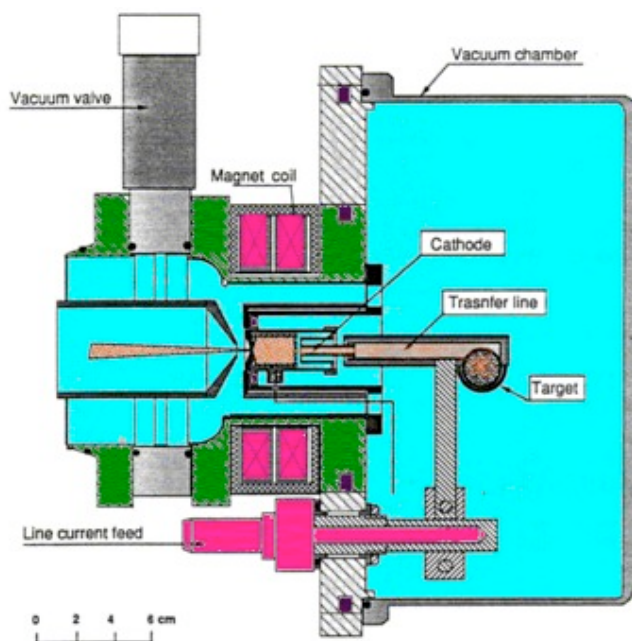


FIGURE 2.10: Schéma technique de la source d'ions MK5. Extrait de [Sun1992].

tube de transfert, de l'anode, de la cathode et du support de la cible. L'anode est un cylindre de molybdène porté à une tension de 100 à 200V, dans lequel un vide de 10^{-4} bar est maintenu. L'extrémité qui se trouve face à la cathode est composée d'une grille de graphite. Les trous de la grille permettent aux électrons de passer dans l'anode et de former l'arc de décharge. La cathode est un cylindre de tantale, relié à la masse, par lequel passent les atomes pour arriver dans la chambre à décharge. La distance entre l'anode et la cathode est de quelques millimètres. C'est la différence de potentiel entre l'anode et la cathode qui va arracher des électrons aux fragments issus de la cible. En sortie de la source, la majorité des fragments de fission sont ionisés une fois. Ils sont alors soumis à une différence de potentiel de 30 kV pour être transportés vers le séparateur en masse.

Comme cela a été évoqué précédemment, tous les éléments ne sortent pas de la même façon de la cible. Les gaz rares (He, Ar, *etc.*) et les alcalins (Li, Na, K, *etc.*) sortent particulièrement facilement grâce à leur faible température d'ébullition (*cf.* fig. 2.11). Certains éléments tels que les métaux (Al, Ga, In, *etc.*) ou les alcalino-terreux (Be, Mg, Ca, *etc.*) sortent aussi car la température de la cible est supérieure à leur température de fusion. C'est donc, en fonction de la température, leur pression de vapeur saturante qui permet à une partie des fragments créés d'être sous forme gazeuse et d'effuser hors de la cible. Les autres éléments, indiqués en grisés sur la figure 2.11, sont considérés comme réfractaires et sont extrêmement difficiles à extraire. Cette dépendance chimique constitue la principale difficulté dans l'utilisation de la méthode ISOL car elle peut limiter le nombre d'éléments étudiés. En effet, seuls les noyaux qui ont une durée de vie suffisamment longue par rapport à leur temps de sortie pourront être étudiés.

Description du séparateur:

Une fois les fragments de fission ionisés, puis extraits avec une tension de 30 kV, ils sont séparés

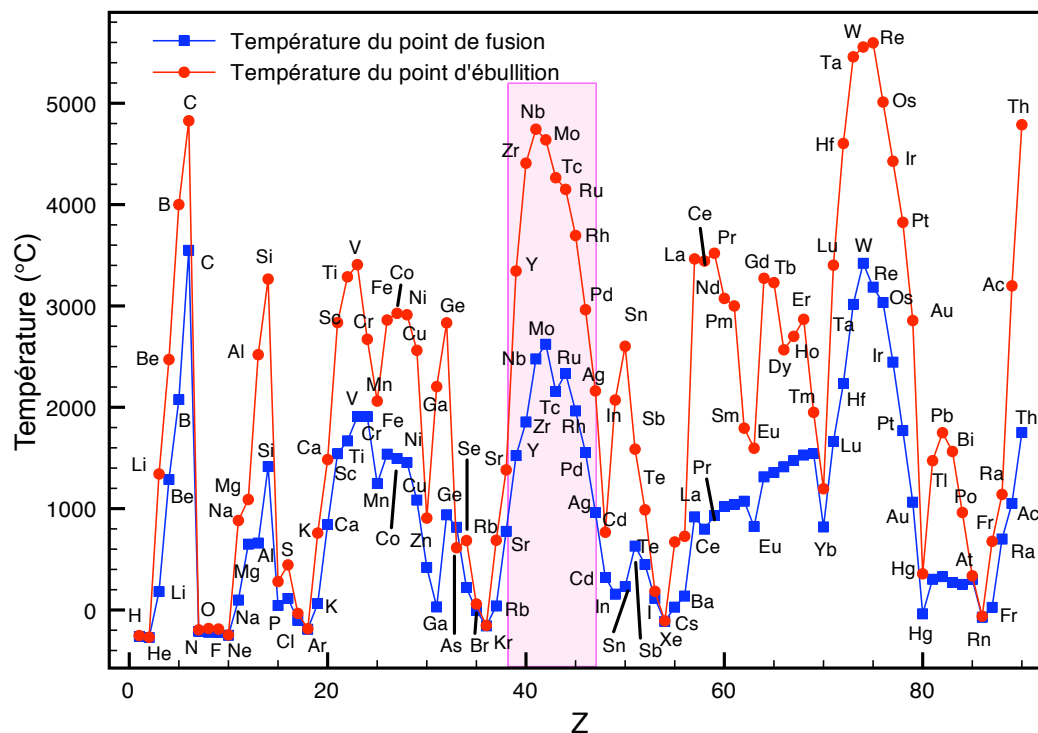


FIGURE 2.11: Température de fusion et d'ébullition pour chaque élément. La partie grisée correspond aux éléments réfractaires produits au cours de la fission de l'uranium 238.

en masse. Le séparateur est isolé du bunker de l'ensemble cible-source par un mur de béton de 1,5 m d'épaisseur et de la salle d'expérience par un autre mur de béton. Cela permet de s'affranchir, au cours des expériences, d'un bruit de fond dû à l'activité apportée par la cible ou accumulée dans l'aimant. A la sortie de la source, le faisceau, d'une grande qualité optique, est focalisé afin d'optimiser la transmission et la résolution en masse du séparateur. Les ions sont séparés en masse par un électroaimant dipolaire en forme de H provenant du séparateur Isocèle 2 [Put1981, Par1981]. Il possède un champ homogène, un angle de déviation de 65° et un rayon de 60 cm. L'aimant permet de faire une sélection en A/q (où A est le nombre de masse et q la charge). La majorité des ions étant de charge 1^+ , la séparation est ainsi faite en masse. La résolution du séparateur qui peut être atteinte est, par exemple, de 13,7 mm entre la masse 100 et 101 [Lau2000]. Le faisceau d'intérêt est sélectionné par une fente située au plan focal, puis refocalisé. Les noyaux sont finalement transportés jusqu'au dispositif expérimental.

2.2.3 Premiers tests : Mesures de production

Au cours d'un test de la cavité accélératrice et de la haute fréquence, en décembre 2005, le premier faisceau d'électrons a été obtenu à ALTO. En juillet 2006, les premiers tests de production ont eu lieu. Pendant ces tests, le faisceau d'électrons a vu son intensité limitée à

100 nA. Le nombre de fissions attendu à cette intensité devait être le même que celui obtenu à PARRNe (10^9 fissions/s). De plus la source d'ionisation mise en place (source MK5) était la même que celle utilisée pendant les mesures de production effectuées auprès de PARRNe en 2000 [Lau2003]. L'objectif de ces mesures était de montrer qu'avec 100 nA d'électrons, ALTO est capable de produire 10^9 fissions/s dans la cible, et de valider ainsi les productions prédites à l'intensité nominale d'ALTO.

Méthode de mesure

Description de la méthode de mesure:

La caractérisation des taux de production se fait par des mesures de décroissances β pour l'ensemble des masses produites. Chaque masse mesurée contient un ensemble d'isobares dont certaines transitions γ sont connues. La mesure de l'intensité de ces transitions γ permet de remonter directement au taux de production de l'isobare correspondant.

Pour les mesures de décroissance β réalisées pendant les mesures de production, le faisceau séparé en masse est collecté sur une bande de mylar pendant un temps t_{coll} . Puis le faisceau est coupé pendant un temps t_{dec} , pendant lequel on observe les décroissances β des noyaux qui ont été récoltés sur la bande. Enfin l'acquisition est arrêtée au bout d'un temps $T_{fin} = t_{coll} + t_{dec}$. Les deux étapes de collection du faisceau et de coupure du faisceau constituent un cycle de mesure. On construit un spectre en énergie γ au point de collection et un spectre de tous les γ observés en coïncidence avec un β . Ces spectres sont constitués sur l'ensemble des cycles de mesures dédiés à une masse. Sur le spectre conditionné, on identifie l'appartenance de chaque raie à un isobare (cf. fig. 2.13). En effet, seuls les γ réellement issus d'une décroissance β apparaissent dans ce spectre. Cette méthode permet de s'affranchir des polluants qui ont été collectés hors de la bande lors de précédentes mesures. Puis, sur le spectre γ non conditionné, on mesure l'intensité des raies identifiées pour évaluer la production des noyaux correspondants.

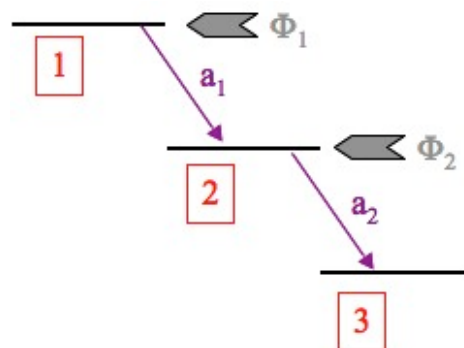


FIGURE 2.12: Schéma qui représente le cas d'une chaîne isobarique composée de trois noyaux dont deux sont alimentés par le faisceau.

On peut montrer que le flux incident, *i.e.* la production, du noyau est donné, pour une mesure

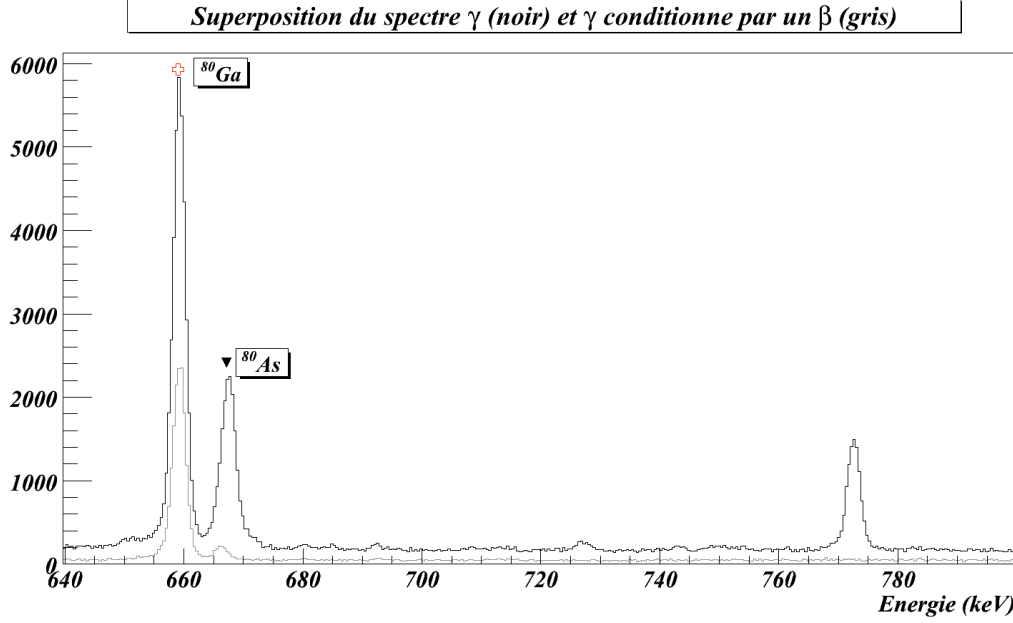


FIGURE 2.13: Portion d'un spectre mesuré pour la masse 90. Ce spectre met en évidence la rejection β (spectre en gris). L'identification du ^{90}Br est permise grâce à la présence du pic dans le spectre gris.

entre $t = 0 \dots t_{coll}$, par :

$$\phi = \frac{N_d}{t_{coll} - \frac{1}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t_{coll}})} \quad (2.1)$$

où le dénominateur est la solution analytique de la première équation différentielle d'un système de Bateman qui décrit l'évolution de la population de chaque noyau dans une chaîne radioactive. $\lambda = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}}$ est la constante de décroissance du noyau. Pour cette raie γ pure identifiée et appartenant à la décroissance du noyau étudié, N_d est le nombre de désintégrations du noyau d'intérêt pendant n_{cy} de mesure et est donné par :

$$N_d = \frac{\mathcal{A}}{n_{cy} \tau \epsilon(E_\gamma) I_\gamma} - N_m \quad (2.2)$$

Le nombre de désintégrations est une fonction de l'aire du pic γ (\mathcal{A}), du nombre de cycle de mesure (n_{cy}). τ ($\sim 0,1$) correspond au temps mort de la voie d'électronique du détecteur. ϵ représente l'efficacité de détection à l'énergie de la transition et I_γ correspond à l'intensité absolue de la transition γ . Cette intensité est extraite des bases de données disponibles [Bag, Fir1996]. Enfin, N_m représente le nombre de décroissances induites par l'alimentation du noyau père. Ainsi, pour déterminer ϕ_1 sur la figure 2.12, il suffit d'utiliser l'équation 2.1 en prenant $N_m = 0$. Pour ϕ_2 , il faut utiliser la même équation, mais cette fois N_m ($\neq 0$) est égal au

nombre de désintégrations, pondéré par le rapport d'embranchement a_1 , du noyau 1. Ainsi par récurrence, on peut déterminer simplement toutes les productions de la chaîne isobarique.

L'erreur sur la mesure de production est évaluée à partir des relations 2.2 et 2.1. La méthode de la dérivée logarithmique permet de montrer que l'on peut sommer les erreurs de tous les paramètres intervenant dans le calcul du taux de production (*cf.* équ. 2.3). Seule l'erreur sur le temps et le nombre de décroissances issues de l'alimentation par le noyau père sont négligés par rapport aux autres car la propagation de l'erreur sur le nombre de désintégrations issues de l'alimentation par le noyau père reste inférieure à l'erreur estimée par la méthode de la différentielle logarithmique.

$$\frac{\Delta\phi}{\phi} = \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} + \frac{\Delta\mathcal{A}}{\mathcal{A}} + \frac{\Delta\tau}{\tau} + \frac{\Delta I_{e^-}}{I_{e^-}} \quad (2.3)$$

Les deux termes prépondérants dans l'estimation de l'erreur sont l'efficacité et l'intégrale du pic. L'erreur sur la mesure de l'intégrale est directement relié à la notion de visibilité du pic présentée dans [Kan1995]. J'ai estimé cette erreur en terme de pourcentage de l'intégrale du pic. Le pourcentage est donné par le rapport entre l'intégrale du pic avec le fond et l'intégrale du pic sans le bruit de fond. Plus ce rapport est proche de 1, moins le pic est visible et plus le pourcentage d'incertitude est grand. L'incertitude la plus élevée que j'ai accepté pour considérer un pic dans l'analyse était de 45%. Enfin, l'incertitude sur l'efficacité est évaluée à partir du fit en prenant la plus grande distance entre un point mesuré et la valeur du fit en ce même point. $\Delta\tau$ représente l'erreur statistique du temps mort qui a été mesuré à partir d'un pic créé par un générateur. C'est l'erreur statistique de l'intégrale de ce pic qui a été considérée. Enfin, le terme ΔI_{e^-} a été mesuré en ligne par les conducteurs et représente l'incertitude maximale obtenue sur la mesure de l'intensité du faisceau d'électrons. Cependant, ces incertitudes ne prennent pas en compte l'influence de paramètres liés à l'ensemble cible-source et à la faisceaologie (efficacité de transport, *etc.*) dont l'importance aurait pu être mise en évidence par des mesures dédiées.

Description d'un cycle de mesure:

L'étude de chaque chaîne isobarique nécessite la détermination d'un cycle particulier. L'influence des demi-vies de chaque isobare permet de choisir un optimum afin de maximiser son activité pendant la mesure. L'ensemble des simulations, réalisées pour la détermination des cycles, ont été développées à l'aide du logiciel MATHCAD. Les paramètres employés étaient les demi-vies des isotopes ainsi que les estimations faites pour les productions d'ALTO. Ces estimations empiriques ont été menées sur la base des données obtenues dans le cadre des expériences réalisées avec un faisceau primaire de deutons. Le nombre de fissions considéré dans la cible était de 10^{11} fissions/s. De plus, à cause d'un manque de données sur les sections efficaces de photofission [Jac1979] pour des photons de 16 MeV, celles employées sont issues de la fission induite par des neutrons de 14 MeV. L'hypothèse raisonnable effectuée ici consiste à considérer que les sections efficaces de production des différents isotopes sont majoritairement dominées

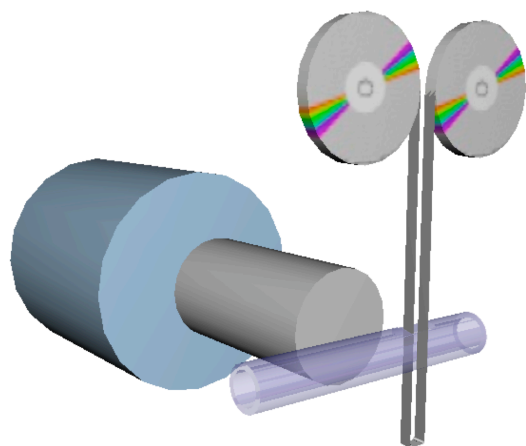


FIGURE 2.14: Schéma du dispositif de détection.

par l'énergie fournie au noyau de ^{238}U . Ces sections efficaces ont été extraites des bases de données de Los Alamos [LosAla]. Les temps de sortie de la cible, pour chaque fragment de fission considéré, ont été, en priorité, pris des données collectées à PARRNe [Rou2006, IPN] pendant les expériences utilisant le faisceau de $1\ \mu\text{A}$ de deutons. Dans le cas contraire, ils ont été interpolés à partir d'études menées à Studsvik avec différentes températures pour la cible, ou ont arbitrairement été fixés à une valeur de 100 s. Il en va de même pour les efficacités d'ionisation de la source qui sont, en priorité, celles mesurées à PARRNe. Sinon elles ont été calculées pour une source d'ionisation de surface ou fixées à une valeur de 0,01% [IPN].

Ces estimations empiriques ont pu être utilisées comme flux incident dans les équations de Bateman qui ont été résolues numériquement avec le logiciel MATHCAD (*cf.* Annexe A). Le nombre de décroissances observées au cours d'un cycle, pour chaque isobare de la chaîne, a été calculé par cette méthode puis maximisé pour déterminer les temps de collection et de décroissance.

Montage expérimental

Descriptif du montage:

Les mesures de production ont été réalisées avec un montage (*cf.* fig. 2.14) permettant de caractériser les décroissances β des éléments présents dans le faisceau par les γ et les électrons qui en sont issus. Les ions sont collectés sur une bande de mylar aluminisée amovible. Cette bande est entourée d'un scintillateur plastique 4π cylindrique relié à un photomultiplicateur pour permettre la détection des électrons issus des décroissances. Sur un côté de la bande, un détecteur germanium gros volume est placé en géométrie rapprochée (à $\sim 3\text{ cm}$ de la bande). L'efficacité absolue atteinte pour ce détecteur était de $8,43 \times 10^{-3}$ à $1,33\text{ MeV}$ (*cf.* fig. 2.15). Pour améliorer le rapport signal sur bruit des pics d'intérêt, la bande est régulièrement déplacée afin d'évacuer l'activité γ des isobares à plus longue durée de vie. Le cycle de mesure se déroule de la manière suivante : on accumule les noyaux pendant tout le temps de collection puis on défléchit le faisceau pour observer la décroissance de l'activité et à la fin du temps de décrois-

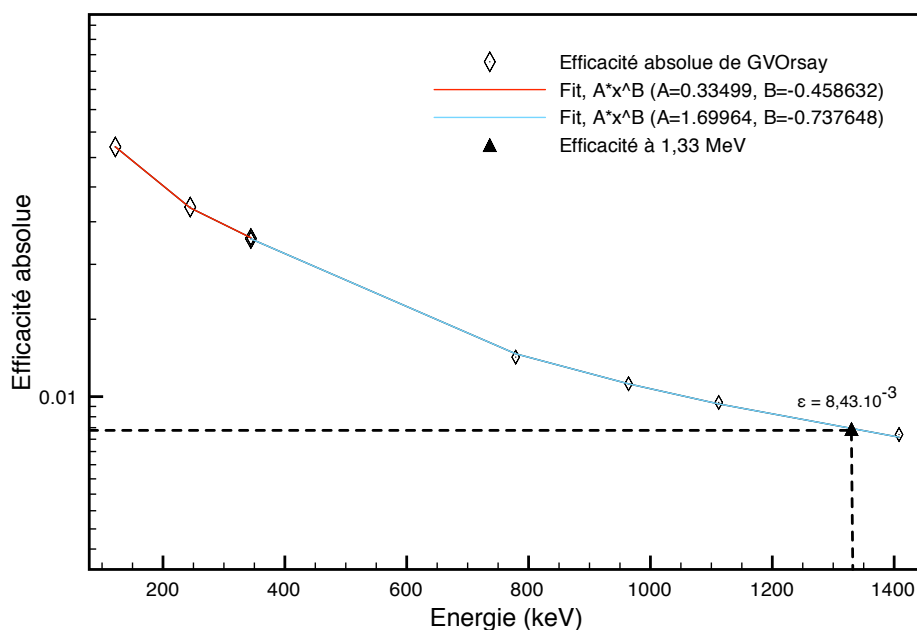


FIGURE 2.15: Efficacité absolue en fonction de l'énergie γ . Cette efficacité a été mesurée pour le détecteur germanium gros volume placé au point de collection. La mesure a été réalisée à l'aide d'une source d'euprémium 152. Deux fits ont été calculés afin de reproduire le mieux possible les données.

sance, on déplace la bande. Les spectres sont incrémentés pendant le temps de collection et le temps de décroissance. L'acquisition est stoppée pendant le temps de déplacement. Les cycles sont gérés au moyen d'un PC qui contrôle le déplacement de la bande ainsi que les périodes de codage (*cf.* fig. 2.16).

L'acquisition des données est réalisée à l'aide d'une carte électronique appelée COMET-6X (COdage et Marquage En Temps) développée à l'IPN [COMET]. Ce système d'acquisition est basé sur l'absence de trigger (« triggerless ») : chaque voie d'entrée, donc chaque détecteur, est considéré comme une source indépendante. Chaque voie est composée de deux entrées : une d'énergie, une de temps. Le signal arrivant en voie énergie est codée en amplitude sur 13 bits au moment où un signal arrive sur la voie temps. Le temps de l'évènement est codé de manière absolue, depuis le démarrage du run, avec une précision de 400 ps sur 47 bits. La voie de marquage accepte un signal logique au standard NIM et est codée sur un bit. Ces cartes ont la capacité de coder jusqu'à 20000 évènements par secondes et par voies. Chaque évènement est classé en « évènement simple » (il n'est pas vu en coïncidence) et /ou en « évènement double » (couple de deux évènements en coïncidence). L'autorisation de codage est envoyée à la carte *via* un signal appelé « CODEN » (*cf.* fig. 2.16). C'est un signal TTL qui vaut 0 V quand l'acquisition est désactivée et +5 V dans le cas contraire. A chaque nouveau CODEN, le temps absolu est remis à zéro. L'ensemble des spectres directs, ou des spectres en coïncidences, visualisés en ligne sont constitués, en temps réel, informatiquement après le codage à partir des

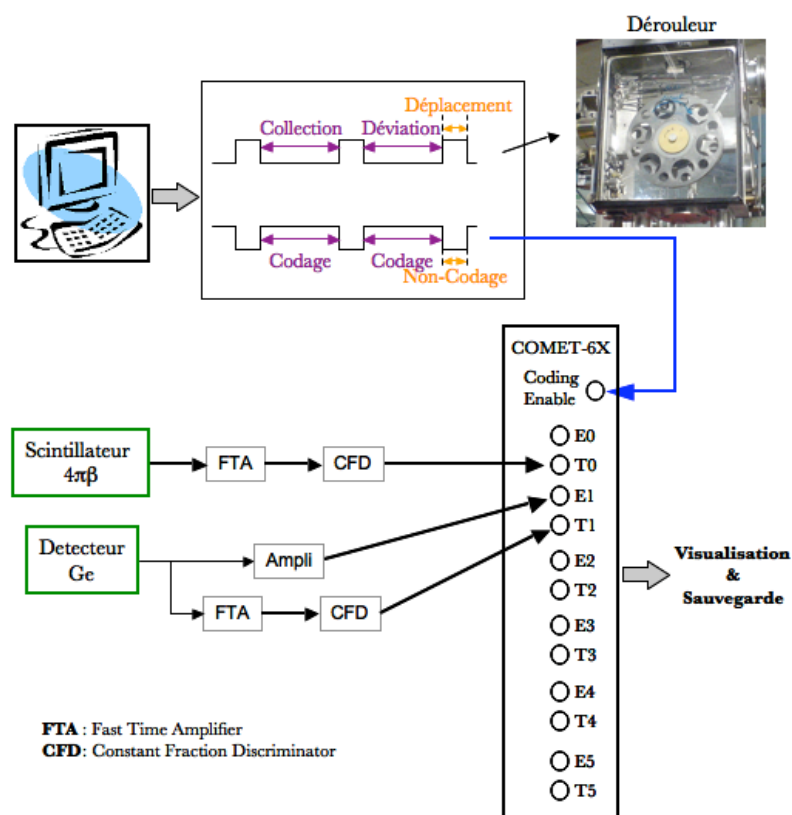


FIGURE 2.16: Schéma récapitulatif de l'acquisition mise en place pour les mesures de production.

événements simples ou doubles (respectivement).

Hors-ligne, l'ensemble des spectres nécessaire aux mesures de productions peuvent être reproduits. Ainsi, à l'aide du programme ROOT [ROOT], il est possible de reconstituer les spectres γ directs et les spectres des coïncidences $\beta - \gamma$ nécessaires à l'analyse des mesures de production.

Résultats des mesures de production

Description détaillée de la méthode d'analyse des spectres:

Dans le cadre du développement du projet ALTO, l'utilisation quasi-systématique du système d'acquisition COMET a nécessité le développement d'un programme pour permettre aux utilisateurs d'exporter leurs données à un format plus adapté à une analyse multi-plateforme. C'est à cette occasion, que j'ai décidé de créer un programme de conversion des données du format IN2P3 (binaire) au format ROOT [ROOT]. Ce programme, baptisé « Convert_Narval », devait respecter le cahier des charges suivant :

- Flexibilité : le programme devait être capable de convertir les données de toutes les expériences utilisant le système COMET. Aussi a-t-il fallu prendre en compte l'utilisation,

ou non, du « coding enable ». Mais aussi, il a fallu être capable de gérer de 1 à 30 voies marquées ou non marquées.

- Rapidité : le programme a été créé pour permettre l'analyse de données d'expériences utilisant un grand nombre de détecteurs (jusqu'à 30 détecteurs) sur une acquisition sans trigger. La conversion devait être réalisée plus rapidement qu'avec les programmes de relecture préexistants. De plus, il fallait que le programme propose une structure du fichier ROOT suffisamment simple pour permettre la reconstruction des coïncidences ou la création de spectres conditionnés la plus rapide possible.

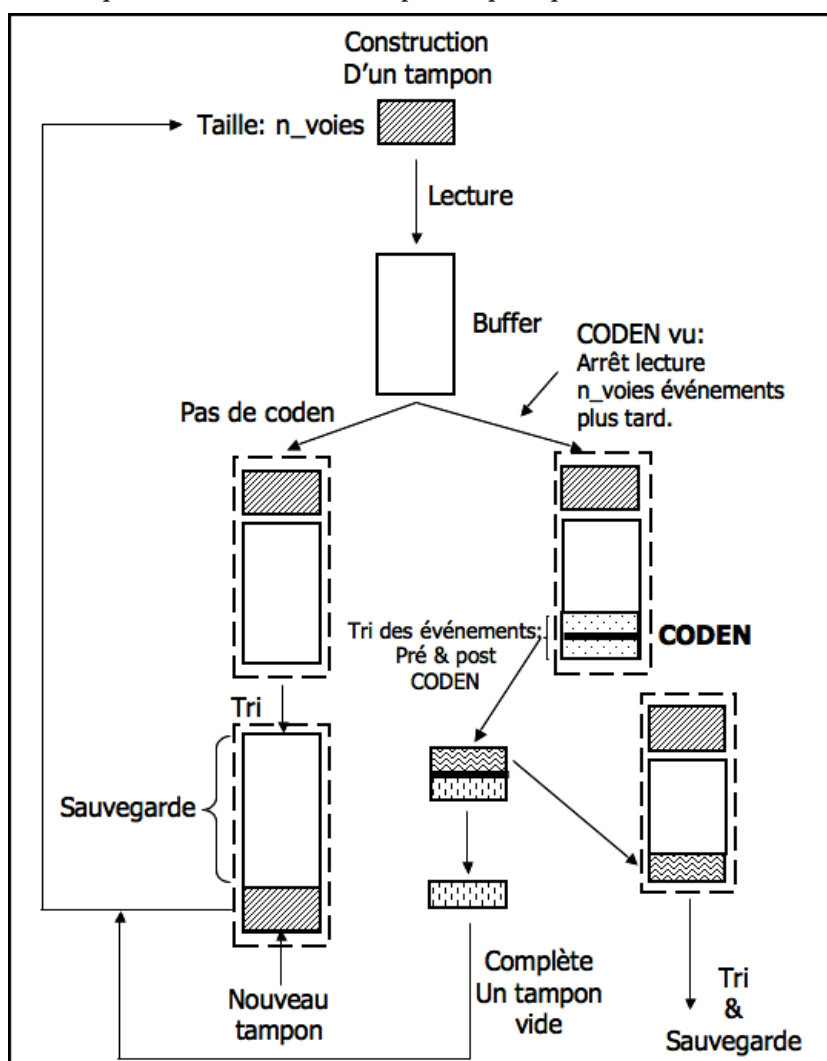


FIGURE 2.17: Algorithme mis en place pour le tri chronologique du flux de données envoyé à la sortie du chassis de COMET. L'ensemble des données au format sont manipulées par « buffer » afin d'optimiser la rapidité de traitement.

L'écriture du programme, que j'ai basée sur un code écrit par S. Franchoo, a requis une année afin d'atteindre sa forme finale. La principale complication que j'ai rencontrée au cours de la programmation était de reconstituer l'ordre chronologique des événements. La reconstruction

des coïncidences oblige d'avoir un ensemble de données en ordre chronologique. Mais le flux de données issu du chassis COMET n'est pas chronologiquement ordonné. En effet, à la sortie de chaque carte, c'est l'événement le plus rapidement traité sur l'ensemble des six voies qui est envoyé en premier. Cela indépendamment du temps absolu établi au moment de la réception de l'événement à l'entrée de la voie. Ensuite, à la sortie du chassis COMET, c'est l'événement traité le plus rapidement sur l'ensemble des cartes qui est envoyé le premier. Cet algorithme a pour « inconvénient » de générer un désordre chronologique dans le flux sortant. Ainsi un événement donné est décalé d'un nombre d'événements d'au plus le nombre total de voies COMET utilisées. De plus, l'utilisation d'un CODEN complique la situation car il implique la possibilité de mélanges entre des événements de CODEN différents. Le traitement de ce cas spécifique a nécessité l'implémentation d'un algorithme de tri particulier. L'ensemble des algorithmes est représenté sur la figure 2.17. C'est ce programme qui m'a permis de tracer de manière systématique tous les spectres pour chaque masse, indépendamment du cycle de mesure utilisé.

La simulation FLUKA réalisée dans le cadre des mesures de production:

L'analyse des résultats issus des mesures de production a été réalisée en comparaison à une simulation [Mah2006] faite avec le code FLUKA [Fas2005, Fas2003]. Elle prend en compte le processus physique qui conduit à l'apparition des deux fragments de fission dans la cible. Le code FLUKA génère un électron de 50 MeV et est capable de simuler la gerbe électromagnétique et les réactions photonucléaires produites par l'interaction de cet électron avec la cible. Les photons issus du Bremsstrahlung ayant une énergie proche de la résonance dipolaire géante de ^{238}U sont sélectionnés pour induire la fission du noyau *via* les réactions (γ, f) ou (γ, nf) . La simulation inclue l'absorption du photon issu du Bremsstrahlung et la désintégration du noyau composé $^{238}\text{U} + \gamma$ par les processus de fission ou d'émission de neutrons. Toutes les sections efficaces utilisées au cours du calcul sont extraites des bases de données standard JEF, JENDL, ENDF/B6.

Au cours des mesures de production, 47 chaînes isotopiques ont été étudiées. Toutefois, dans les paragraphes suivants, je me contenterai de résumer les résultats obtenus par la présentation de quelques chaînes isotopiques présentant des caractéristiques chimiques différentes. L'ensemble est présenté en Annexe B.

Résultats obtenus pour quelques chaînes isotopiques:

Chaînes isotopiques de gaz rares

La figure 2.18 représente le spectre γ direct observé pour la masse 142. Sur cette même figure est tracé, en gris, le spectre des γ vus en coïncidence avec un électron issu d'une décroissance β . Le spectre conditionné permet d'identifier toutes les raies issues de la décroissance β d'un des éléments de la chaîne isobarique. Ainsi, sur la figure 2.18, le césium 142 et le xénon 142 ont été identifiés (sur la figure seules quelques raies ont été pointées). La mesure de l'intégrale, sur le spectre direct, de chacun des pics considérés permet de remonter au taux de production

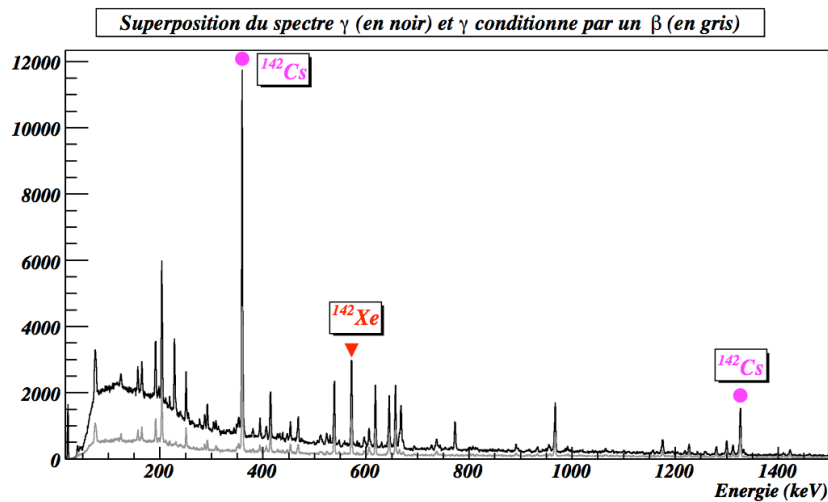


FIGURE 2.18: Spectre γ direct (en noir) et spectre γ conditionné par un β (en gris) pour la masse 142. Sur ces spectres sont identifiés les différents éléments observables pour cette masse : le césium et le xénon

comme l'indique l'équation 2.1. La mesure nous donne un taux de production pour le ^{142}Xe de $6.07 \cdot 10^4$ /atomes/s. μA . Les spectres des masses 137 à 143 permet la construction de la courbe 2.20. Un travail équivalent réalisé sur le spectre de la figure 2.19 et ceux des masses 87 à 94 permet de tracer les courbes de la figure 2.21 pour les chaînes isotopiques des kryptons.

Sur les figures 2.20 et 2.21 cinq courbes sont reportées. La courbe intitulée « Taux de pro-

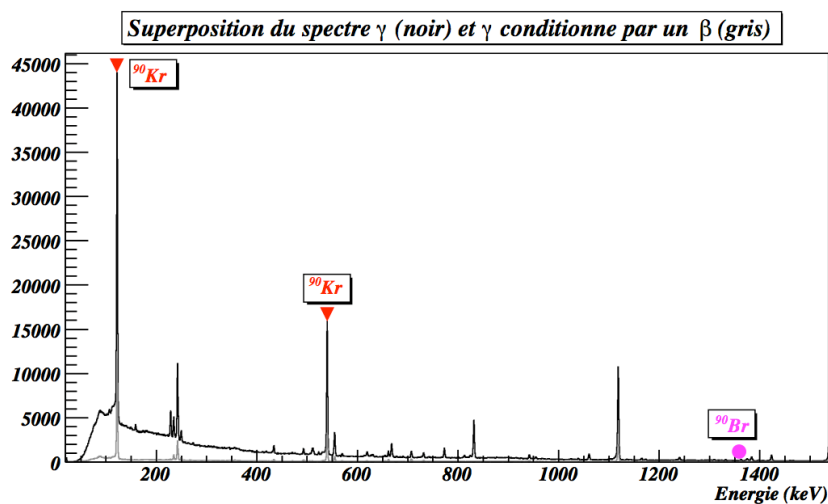


FIGURE 2.19: Spectre γ direct (en noir) et spectre γ conditionné par un β (en gris) pour la masse 90. Sur ces spectres sont identifiés les différents éléments observables pour cette masse : le brome et le krypton

duction mesurés à ALTO », représentée par des carrés pleins, donne les valeurs des taux de production mesurés au point de collection au cours des mesures de juillet 2006 avec un faisceau d'électrons de 50 MeV et 100 nA d'intensité. La courbe intitulée « Estimation empi-

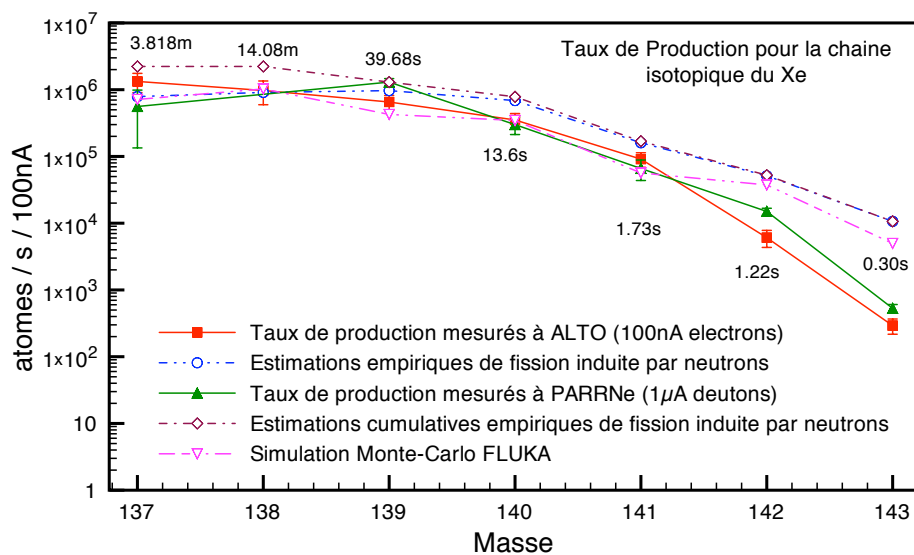


FIGURE 2.20: Taux de production auprès d'ALTO pour la chaîne isotopique du Xénon. Les valeurs indiquées sur la figure sont les demi-vies des états fondamentaux ou isomériques des noyaux.

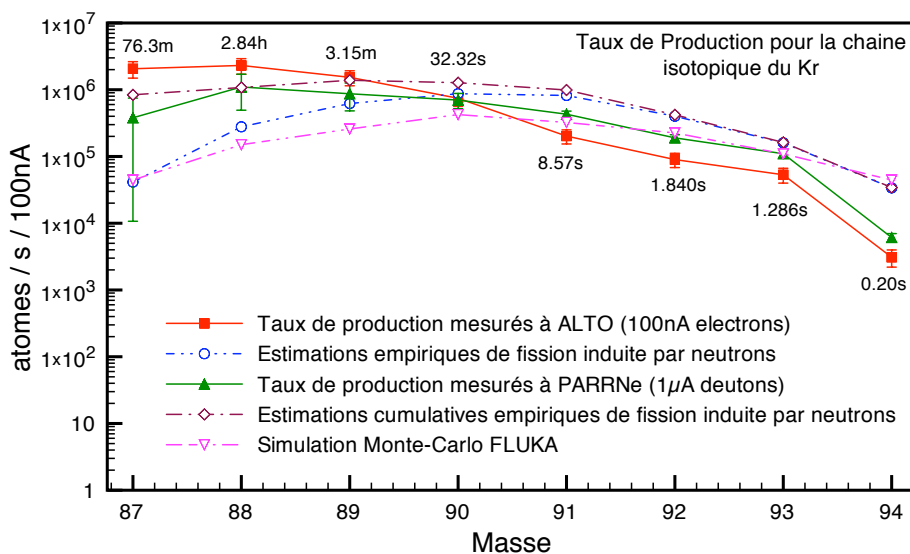


FIGURE 2.21: Taux de production auprès d'ALTO pour la chaîne isotopique du Krypton. Les valeurs indiquées sur la figure sont les demi-vies des états fondamentaux ou isomériques des noyaux.

rique de fission induite par neutrons » représente les résultats issus des prédictions réalisées avec l'hypothèse d'une fission induite par neutrons (*cf.* § 2.2.3). La courbe intitulée « Taux de productions mesurés à PARRNe », représentée par des triangles pleins, donne les taux de productions mesurés auprès de l'installation PARRNe en 2000 [Lau2003] avec un faisceau de deutons de 26 MeV et 1 μA d'intensité. La quatrième courbe nommée « Estimation cumulative empirique de fission induite par neutrons » est basée sur les mêmes calculs que ceux utilisés

pour la courbe « Estimation empirique de fission induite par neutrons » . Pour chaque noyau, l'alimentation provenant du père a été explicitement pris en compte. Enfin, la courbe « Simulations Monte-Carlo FLUKA » rapporte les résultats obtenus dans la simulation décrite dans le paragraphe 2.2.3. Les figures 2.20 et 2.21 permettent de constater un bon accord entre les taux de production mesurés auprès d'ALTO (carré plein) et ceux mesurés auprès de PARRNe (triangles pleins). Dans l'article d'Ibrahim et collaborateurs [Ibr2002], les taux de productions d'ALTO étaient estimés identiques à ceux de PARRNe lorsque l'intensité du faisceau d'électrons était limitée à 100 nA. Les résultats qui sont présentés constituent la preuve expérimentale de cette estimation. Par conséquent, lorsque la valeur nominale de l'intensité sera atteinte, ALTO, avec un faisceau de 50 MeV et 10 μ A, aura des taux de productions cent fois plus élevés que PARRNe.

De plus, les estimations empiriques qui ont été réalisées se révèlent relativement précises même si les sections efficaces employées correspondaient à une fission induite par neutrons. Et il est notable que la simulation basée sur le code FLUKA est en très bon accord avec les valeurs mesurées. Elle ne permet cependant pas de bien reproduire la tendance pour les noyaux les plus exotiques. En effet, pour ces noyaux, les sections efficaces de production sont mal connues. De plus, les temps de sortie, qui sont rajoutés après le calcul FLUKA pour remonter à des taux de production effectif, n'ont pas été mesurés dans des conditions identiques. Ce qui peut impliquer une mauvaise estimation des taux de productions pour les plus exotiques. Pour les noyaux les moins exotiques on peut observer des taux de productions plus importants pour les noyaux avec les plus longues durées de vie. Dans le cas de la chaîne isotopique du krypton, les estimations cumulatives sont en bien meilleur accord avec les mesures expérimentales. Cela peut être facilement expliqué lorsque les éléments qui alimentent l'élément étudié ont des durées de vie courtes par rapport à leur temps de sortie et décroissent donc dans la cible avant de sortir. D'après les simulations [Mah2006] (*cf.* fig. 2.7), l'ensemble des fissions de ^{238}U sont situées à l'entrée de la cible épaisse : le temps de relâchement peut devenir très élevé pour certaines espèces. En effet, les demi-vies des isotopes de $^{87-90}\text{Se}$ sont inférieures à 6 s et les isotopes de $^{87-90}\text{Br}$ ont des demi-vies inférieures à 55 s. Mais ces valeurs doivent être comparées, respectivement, à un temps de relâchement de 100 s (valeur par défaut) et de 147 s (valeur mesurée). Dans ce cas, il est normal que la majeure partie des isotopes de faible durée de vie se soient désintégrés avant de s'échapper de la cible et aient alimenté les kryptons dans la cible. Il devient évident que la contribution apportée par la décroissance de l'ensemble des éléments de la chaîne isotopique ne peut plus être négligée comme c'est le cas dans la simulation FLUKA. Par conséquent, même si FLUKA apporte les prédictions les plus précises pour les noyaux les plus exotiques, une simulation « cumulative », incluant l'alimentation des décroissances des isotopes de Kr par les décroissances β des isotopes de Se et de Br, est nécessaire. Cette simulation devrait permettre de valider, ou non, l'hypothèse de la décroissance quasi complète des isotopes de sélénium et de brome dans la cible pendant le processus d'effusion.

Dans le cas de la chaîne de xénon, il y a un bon accord entre les mesures réalisées auprès

d'ALTO, de PARRNe et la simulation FLUKA à l'exception des plus exotiques. Toutefois, pour cette chaîne isotopique, il n'est pas nécessaire de faire intervenir un quelconque effet cumulatif; en effet les isotopes d'iode qui alimentent le xénon ont des périodes suffisamment longues au regard de leur temps de sortie.

Chaînes isotopiques d'un métal, d'un alcalin et d'un halogène

La figure 2.22 représente les spectres γ obtenus pour la masse 127. Ces deux spectres ont permis

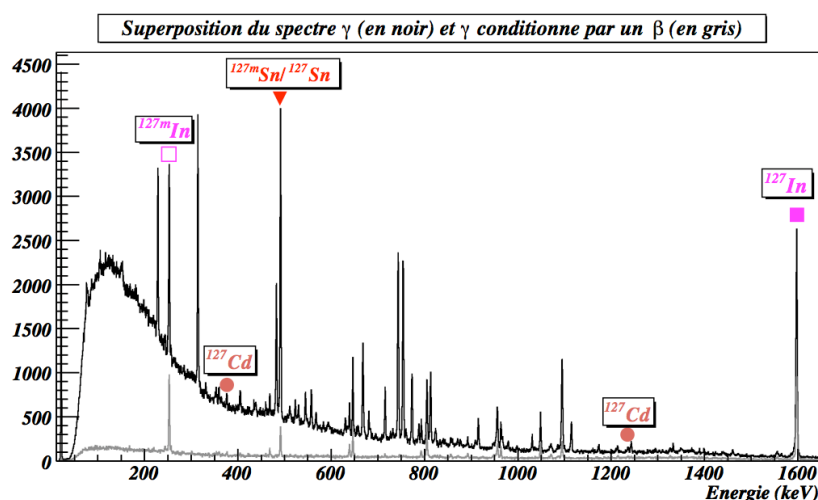


FIGURE 2.22: Spectre γ direct (en noir) et spectre γ conditionné par un β (en gris) pour la masse 90. Sur ces spectres sont identifiés les différents éléments observables pour cette masse : cadmium, l'indium et son isomère, l'étain et son isomère.

d'effectuer la mesure des taux de production pour : l'étain, l'antimoine, l'indium, le cadmium et l'iode. Les calculs d'intégrales réalisées sur les différents spectres ont permis d'extraire les valeurs des taux de production reportées dans les figures 2.23, 2.25 et 2.24. Les figures 2.23, 2.25 et 2.24 présentent les mêmes courbes que les figures pour les gaz rares. Comme précédemment, les taux de productions mesurés à ALTO (en carrés pleins) ont un comportement similaire aux mesures réalisées avec la fission induite par neutrons (PARRNe). De plus, les prédictions basées sur « la fission induite par neutrons » et les simulations réalisées avec FLUKA sont en assez bon accord avec les taux de productions mesurés. Mais, pour les plus exotiques, on constate de nouveau un désaccord. La sous estimation des productions pour l'étain 132 et 133 peut s'expliquer par une mauvaise estimation des temps de sortie. Les mesures de production de la chaîne isotopique de l'étain semblent régies par un fort effet pair-impair. Cela s'explique par le fait, que même en technique ISOL, le mécanisme de fission est influencé par la structure nucléaire des fragments. Cela a directement pour conséquence d'agir sur les taux de production effectifs des espèces produites. En effet, il est attendu que, dans le cadre d'un processus de fission froid, les sections efficaces suivent les nombres magiques. Cette influence est de manière évidente sous estimée dans les simulations FLUKA.

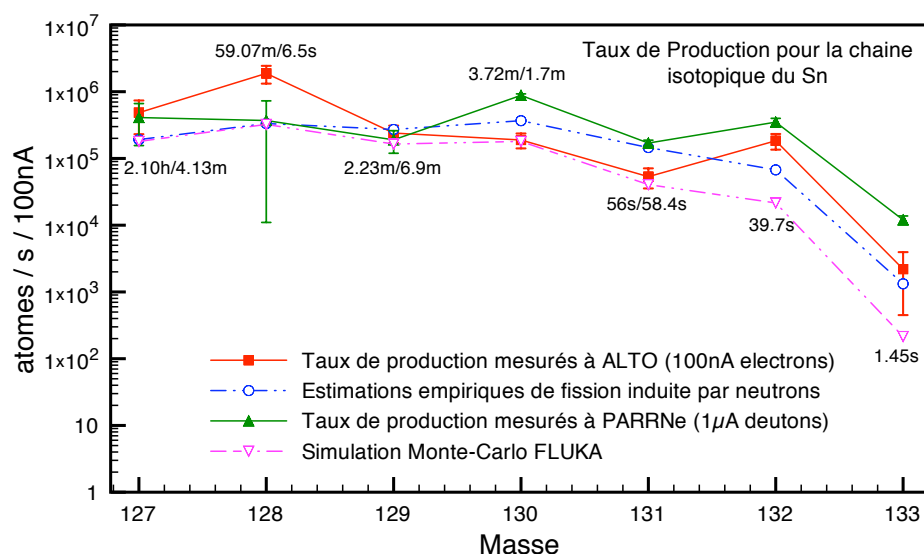


FIGURE 2.23: Taux de production auprès d'ALTO pour la chaîne isotopique de l'étain. Les valeurs indiquées sur la figure sont les demi-vies des états fondamentaux ou isomériques des noyaux.

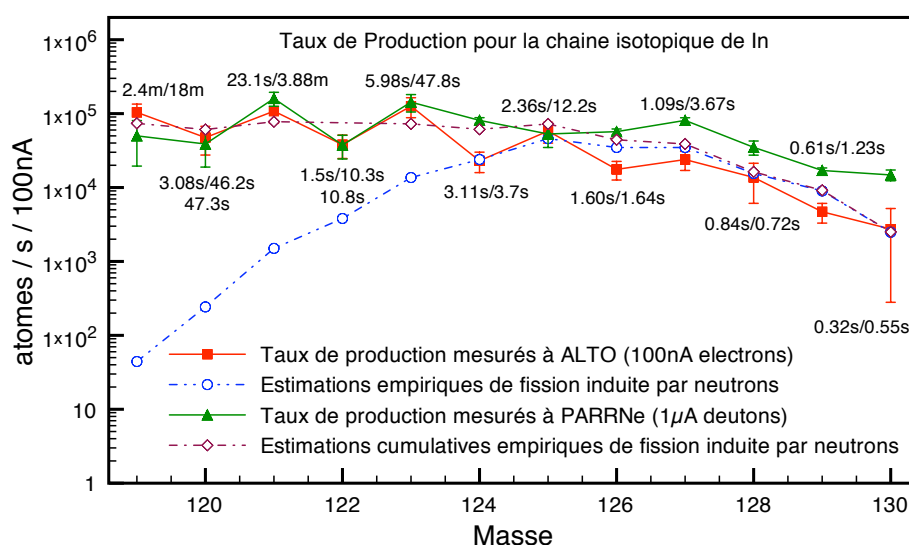


FIGURE 2.24: Taux de production auprès d'ALTO pour la chaîne isotopique de l'indium. Les valeurs indiquées sur la figure sont les demi-vies des états fondamentaux ou isomériques des noyaux.

Dans le cas des isotopes de l'indium, la lecture des courbes sur la figure 2.24 confirme, une fois de plus, que les taux de production d'ALTO (100 nA e⁻) sont tout à fait comparables aux taux de production de PARRNe (1 μA deutons). A l'instar des observations qui ont été faites pour la chaîne des kryptons, des taux de production plus importants sont observés pour les noyaux de plus longue durée de vie. Et pour les mêmes raisons que celles apportées pour la chaîne des kryptons, les estimations cumulatives reproduisent très bien la courbe des mesures.

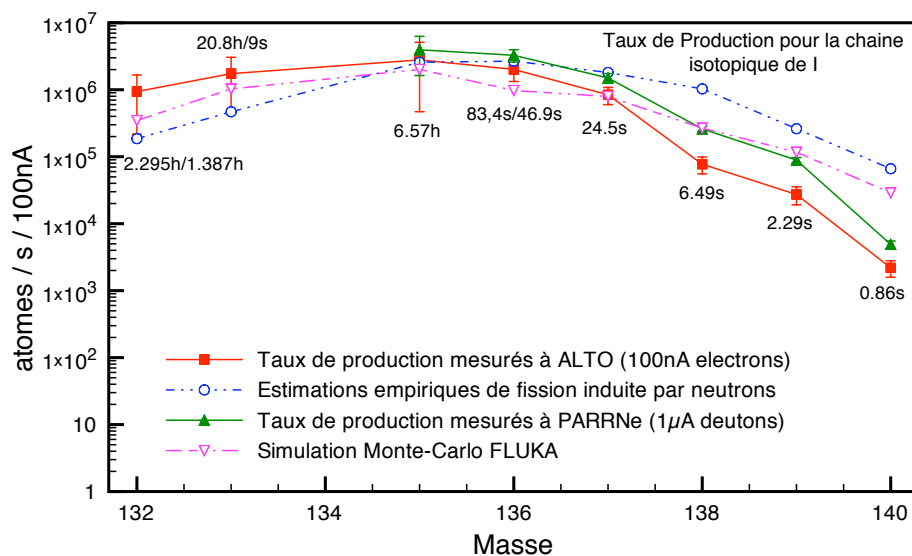


FIGURE 2.25: Taux de production auprès d'ALTO pour la chaîne isotopique de l'iode. Les valeurs indiquées sur la figure sont les demi-vies des états fondamentaux ou isomériques des noyaux.

réalisées auprès d'ALTO. Si l'on regarde plus en détail, pour toutes les chaînes isobariques 119 à 123, tous les isotopes d'argent ont des demi-vies plus petites que leur temps de relâchement de 3.2 s. Il en va de même pour les isotopes de cadmium dont la demi-vie est plus petite que les 48 s correspondant au temps de relâchement du cadmium. Par conséquent, la majeure partie des isotopes de cadmium et d'argent décroissent dans la cible pendant le processus d'effusion et alimentent les isotopes d'indium. De plus, un effet pair-impair est aussi observable. Cela confirme que les taux de production sont influencés par l'effet de la fermeture de couche $Z = 50$.

La dernière figure (fig. 2.25) présente la chaîne isotopique de l'iode. Pour cet halogène, il est notable que les prédictions issues de la fission induite par neutrons sont supérieures aux mesures réalisées à ALTO. Par contre, la simulation FLUKA sous estime ces taux de production tout en conservant la tendance de l'évolution avec l'exotécité des noyaux. Les deux méthodes pour estimer les taux de production n'arrive pas à reproduire les courbes expérimentales. De plus, les productions d'ALTO sont systématiquement plus faibles que celle de PARRNe. Sachant que l'iode présente une très forte réactivité chimique, on peut expliquer les différences de production avec les différences de distributions spatiales de fissions. En effet, la figure 2.7 montre que l'essentiel des fissions a lieu à l'entrée de la cible. Cela implique qu'un élément très réactif aura du mal à diffuser vers le tube de transfert. Par conséquent il semblera moins produit. Cela abonde dans le sens de la mauvaise estimation des temps de sortie.

Conclusion sur les mesures de production:

Les résultats qui ont été présentés concernant cinq chaînes isotopiques, sur les 47 qui ont été mesurés, conduisent à plusieurs conclusions :

- Les chaînes d'indium et de krypton indiquent que l'effet cumulatif qui a été mis en

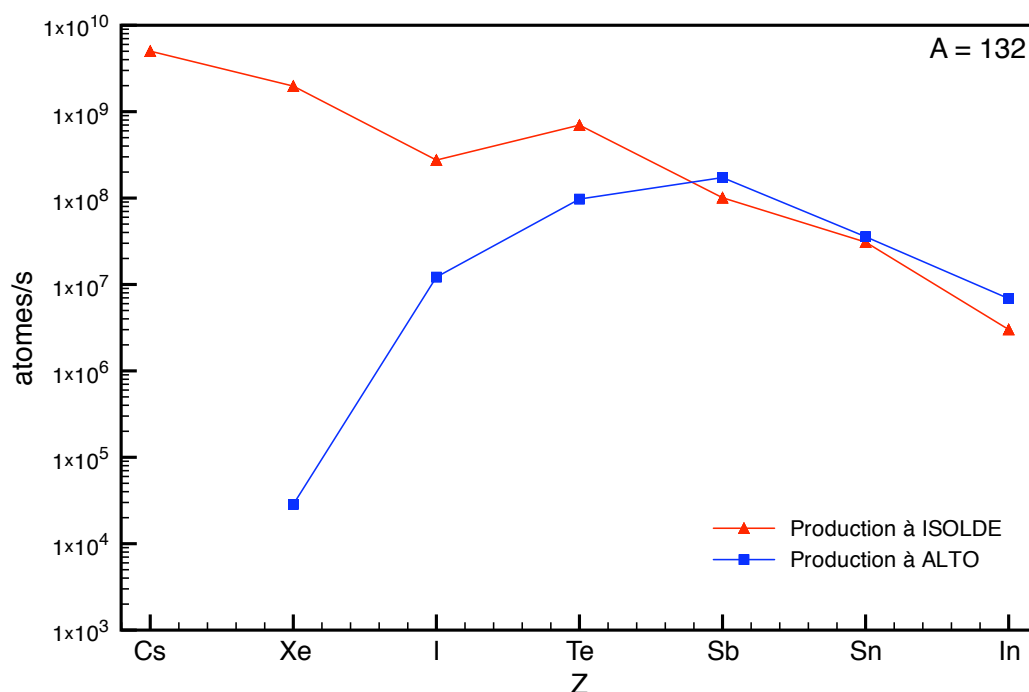


FIGURE 2.26: Comparaison, pour la chaîne isobarique $A = 132$, entre les taux de production d'ALTO et d'ISOLDE obtenus pour 10^{11} fissions/s dans la cible.

évidence ne peut pas être négligé. Cette observation est cohérente avec le résultat apporté par la figure 2.7 qui illustre le fait que toutes les fissions sont concentrées à l'entrée de la cible. Cette situation est bien différente de celle de la fission induite par neutrons où il apparaît que les fissions sont plus uniformément réparties dans la cible de carbure d'uranium. Si cette hypothèse se vérifie, une réduction de la longueur de la cible apportera une amélioration aux temps de sortie avec l'utilisation de la photofission sans diminuer le nombre total de fission par seconde.

- Afin d'améliorer notre compréhension de l'ensemble des processus mis en jeu, une simulation FLUKA pour l'ensemble des isotopes produits à ALTO devrait être réalisée. Cette simulation devrait prendre explicitement en compte l'effet cumulatif qui a été observé pour les chaînes isotopiques du krypton et de l'indium. Cependant, ce type de simulation ne peut pas permettre d'extrapoler les tendances pour les taux de production : elle est trop dépendante de la mesure expérimentale des sections efficaces de fissions, mais aussi des mesures de temps de sortie ou d'efficacité d'ionisation.
- Les mesures de production ont aussi permis, grâce à l'étude des chaînes isotopiques de l'étain et de l'indium, de mettre en évidence la sensibilité de la méthode de production à la structure nucléaire proche de la fermeture de couche $Z = 50$. Cet effet, n'a été reproduit dans aucune simulation.
- La figure 2.26, obtenue par la comparaison entre les taux de production d'ALTO et

ceux d'ISOLDE, pour la masse 132 avec 10^{11} fissions/s dans la cible apporte un résultat important. A ISOLDE, la fission est amorcée par le bombardement de la cible avec un faisceau de proton de 1 GeV. Le processus de fission est beaucoup plus chaud qu'à ALTO. Les isobares les moins exotiques sont beaucoup plus produits à ISOLDE (fission chaude, spallation). Ce résultat a des implications fortes sur la purification du faisceau à la sortie de la cible.

- Si l'on compare la distribution des fragments de fission obtenue à ALTO avec la figure 2.3. On remarque que l'allure de la courbe ressemble bien à ce qui est attendu pour l'énergie d'excitation qui a été transmise au noyau d'uranium. On note, quand même d'après l'allure, que cette énergie d'excitation est comprise entre 13 et 20 MeV.

Pour conclure, le faisceau d'électrons de 50 MeV et 100 nA permet déjà d'atteindre des productions (*cf.* fig. 2.28 et Annexe B) équivalentes à celles de PARRNe avec un faisceau de deutons de 26 MeV et d'intensité 1 μ A. Cette constatation, permet de confirmer que les taux de production qui seront disponibles pour l'ensemble des expériences auprès d'ALTO, avec un faisceau de 50 MeV d'énergie et 10 μ A d'intensité, bénéficieront de deux ordres de grandeurs en plus par rapport aux expériences qui ont eu lieu à PARRNe. Cet accroissement des taux de production va me permettre d'étudier, dans le cadre de ma thèse, des noyaux de germanium plus exotiques que ceux qui ont été étudiés auprès de PARRNe.

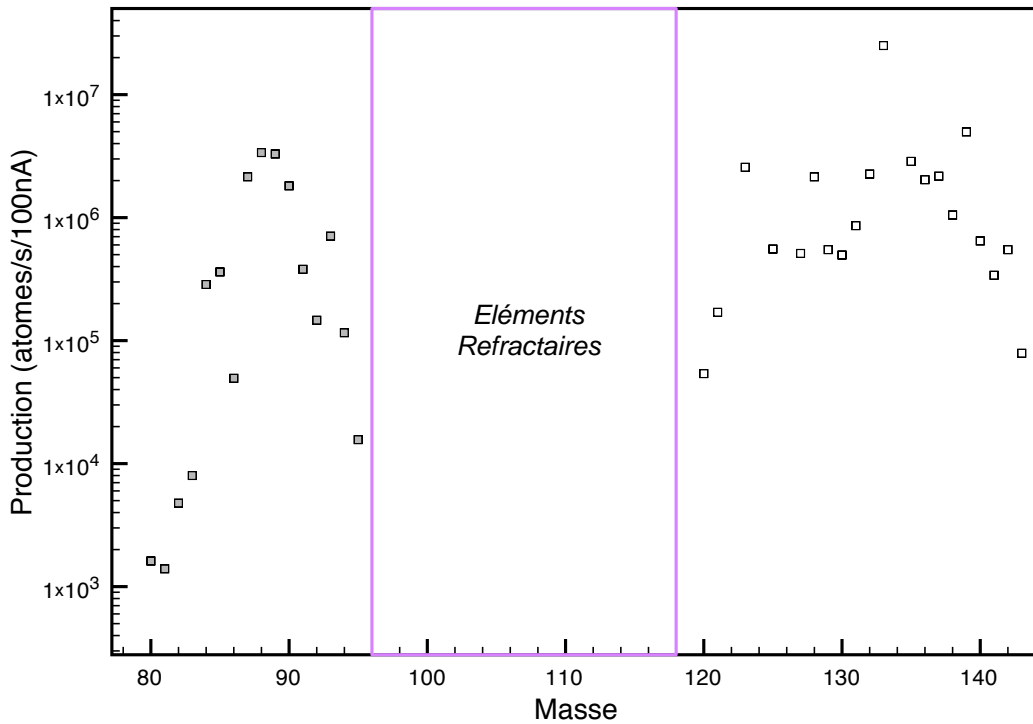


FIGURE 2.27: Taux de production, par masse, obtenus à ALTO avec un faisceau d'électrons d'énergie 50 MeV et d'intensité 100 nA.

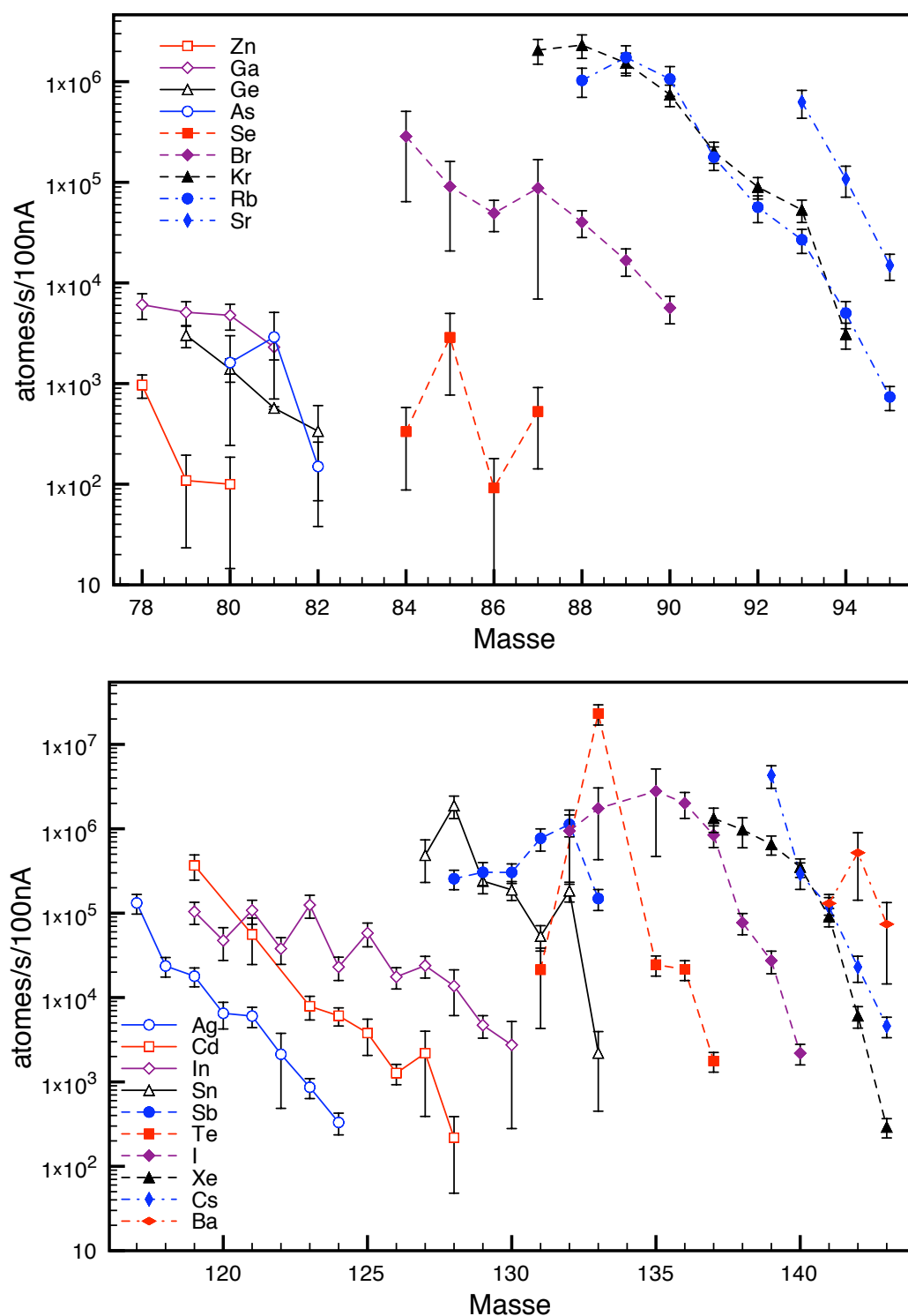


FIGURE 2.28: Taux de production obtenus à ALTO avec un faisceau d'électrons d'énergie 50 MeV et d'intensité 100 nA. 10^9 fissions/s ont été obtenues dans la cible avec 100 nA d'intensité pour le faisceau d'électrons.

Chapitre 3

Etude de la décroissance β^- des noyaux de $^{83,84}\text{Ga}$

*“La science, après tout,
n’est rien d’autre que l’expérience”*

— Marun Abbud

Suite aux mesures de production, l’installation ALTO a vu l’intensité du faisceau d’électrons augmenter par étapes. Ces étapes ont permis de réaliser des tests de radioprotection pour valider le blindage mis en place. En mai 2008, au cours d’un de ces tests effectué avec des conditions permettant l’extraction d’un faisceau, nous avons mis en place un dispositif expérimental permettant d’observer la décroissance radioactive de $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$. Ce test s’est déroulé en deux étapes. Tout d’abord, l’intensité du faisceau était de $5\text{ }\mu\text{A}$ afin de vérifier le blindage définitif autour de la cible. Puis, pour cartographier l’activité autour de la salle de la cible, l’intensité a été limitée à $1\text{ }\mu\text{A}$. De plus, aucun des blindages prévus n’a été mis en place autour du séparateur afin de réaliser les mesures de radioprotection nécessaires pour le dimensionnement du blindage. C’est dans cet environnement non optimisé en terme de détection qu’a été réalisée l’expérience.

3.1 Montage expérimental et Méthode de mesure

Le dispositif expérimental employé au cours de ce test à $1\text{ }\mu\text{A}$ est très similaire à celui qui a été utilisé au cours des mesures de production (*cf.* § 2.2.3). Cette fois, l’intensité de $1\text{ }\mu\text{A}$ devait permet d’atteindre les 10^{10} fissions par seconde dans la cible.

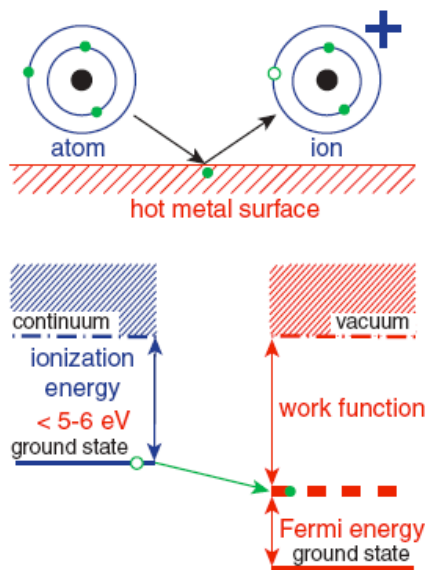


FIGURE 3.1: Principe de l'ionisation de surface

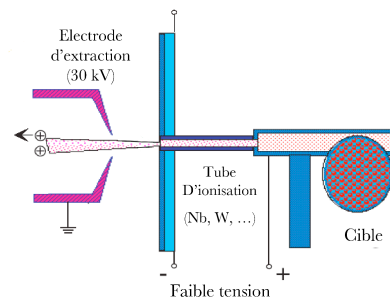


FIGURE 3.2: Schéma de la source d'ionisation de surface. Au cours de l'expérience dédiée à l'étude de la décroissance du $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$, le tube d'ionisation était en tungstène.

3.1.1 Source à ionisation de surface

La cible utilisée était identique à celle des mesures de production (*cf.* § 2.2.2). Mais pour la première fois à ALTO, une source à ionisation de surface a été mise en place. Le principe de ce type de source est représenté sur la figure 3.1. Ainsi, si un atome, avec une faible énergie potentielle de première ionisation, vient toucher une surface chaude d'un matériau avec une grande fonction de travail ϕ (*i.e.* un métal noble), il a une grande probabilité de donner un électron de valence au métal. Il est alors ionisé positivement. Ce processus est appelé ionisation (positive) de surface. Un procédé équivalent existe pour une ionisation négative de surface. Dans ce cas, l'élément doit avoir une grande affinité électronique et la surface une faible fonction de travail.

Le tube d'ionisation (*cf.* fig. 3.2) qui a été mis en place était en tungstène ($\phi = 4,55\text{eV}$). Ce type de source présente l'avantage d'être sélective : elle n'autorise l'ionisation que des éléments ayant un potentiel de première ionisation suffisamment faible tels que les alcalins ou les éléments tels que le gallium (*cf.* fig. 3.3). Si l'efficacité d'une telle source est très grande pour les alcalins ($\sim 80\%$), elle est beaucoup plus faible pour le gallium : $0,7\%$ (mesurée à ISOLDE). Cette efficacité est plus faible que pour une source à plasma chaud de type MK5-ISOLDE (3%) pour cet élément, mais présente l'avantage de la sélectivité et donc de fournir un faisceau pur. Sur la figure 3.3 sont encadrés les éléments appartenant aux chaînes isobariques que l'on souhaite étudier. Compte tenu de la fonction de travail du tungstène, seul le gallium est susceptible d'être ionisé dans cette région. Cette sélectivité va nous permettre de nous affranchir de l'activité issue des isobares de plus longues demi-vies.

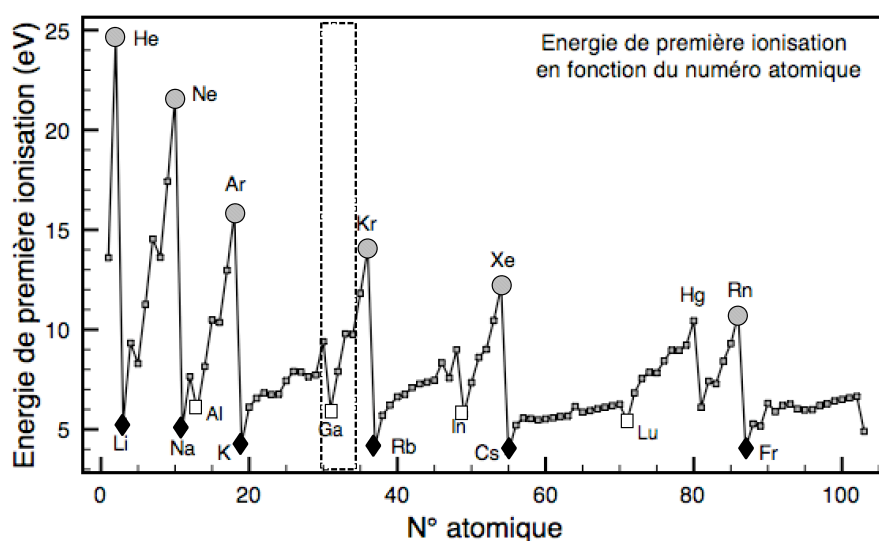


FIGURE 3.3: Graphique représentant l'évolution de l'énergie de première ionisation en fonction du numéro atomique. Les cercles grisés représentent les gaz rares. Les losanges noirs représentent les alcalins. Les carrés blancs représentent les éléments, en-dehors des alcalins, susceptibles d'être ionisés par un tube en tungstène. Dans le rectangle en pointillés sont mis en valeur les éléments présents dans les chaînes isobariques 82, 83 et 84 lors de la fission de ^{238}U .

3.1.2 Montage Expérimental

Description du montage:

Au point de collection, un clover OSCAR (Orsay Segmented Clover Array) et un détecteur coaxial GV Orsay (efficacité relative de 70%) ont été disposés en géométrie rapprochée. La face avant d'OSCAR I se situait à une distance de 2,7 cm du point de collection du faisceau. Le capot de GV Orsay se situait à 1,4 cm du point de collection du faisceau. Un dessin à l'échelle des détecteurs placés en géométrie rapprochée autour du point de collection a été réalisé sur la figure 3.4 [PSe]. Cette géométrie compacte a permis d'atteindre une efficacité totale de 3% (à 1,33 MeV) pour la détection γ . La résolution moyenne observée pour les deux détecteurs était de 2,6 keV à 1,33 MeV.

A l'intérieur de la chambre était disposé un scintillateur plastique. Il est destiné à la détection des électrons. L'objectif est de constituer les coïncidences $\beta - \gamma$ afin d'isoler les γ issus de la décroissance radioactive des isotopes qui ont été collectés sur la bande. Le signal du scintillateur n'étant utilisé que comme veto, l'énergie déposée par le β^- dans le plastique n'était pas codée mais servait à générer un temps sur une voie COMET.

Simulation GEANT4:

La compacité du détecteur β , rend impossible le placement d'une source radioactive au point géométrique de collection des ions pour mesurer son efficacité. De plus, le rapprochement des détecteurs germanium, nous a poussé à nous interroger sur les problèmes de rétrodiffusion

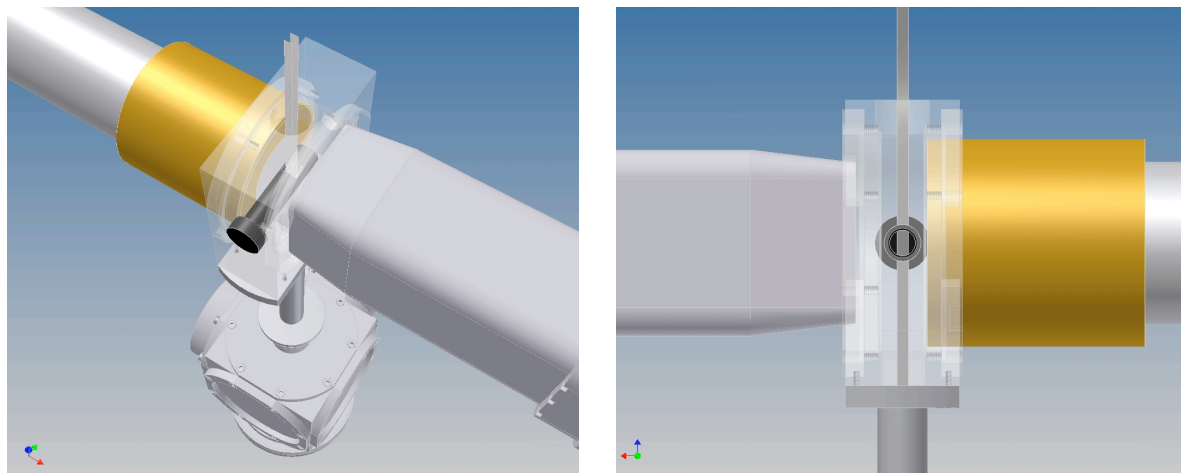


FIGURE 3.4: Dessin à l'échelle de l'ensemble de détection γ . Le scintillateur plastique pour la détection des électrons est disposé dans la chambre.

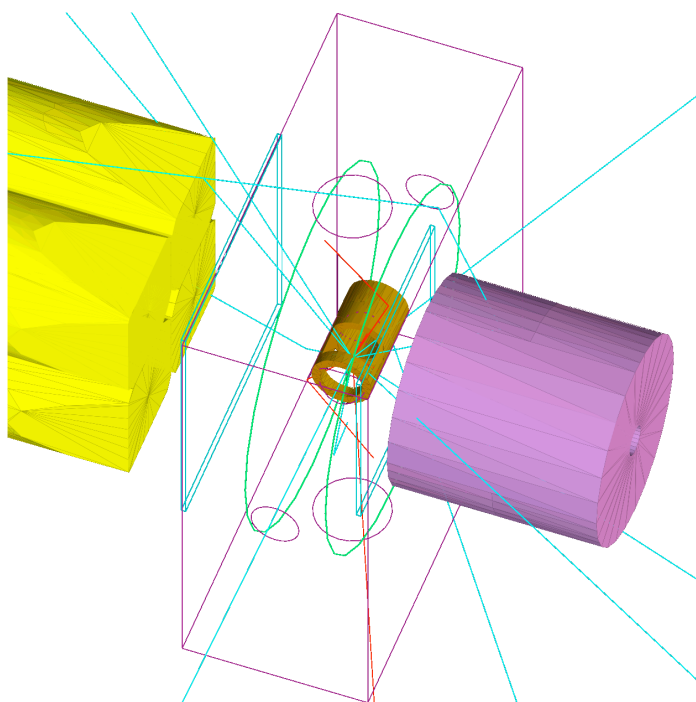


FIGURE 3.5: Représentation du montage expérimental à partir de la visualisation GEANT4. Les traits cyans représentent les trajectoires des γ et les traits rouges les trajectoires des e^- . Pour cette figure, nous avons fait décroître 10 noyaux de ^{60}Co .

ou sur l'apparition de pics sommes dans les spectres γ . Avec Lionel Sagui¹ nous avons réalisé une simulation GEANT4 pour améliorer notre maîtrise du dispositif de détection. GEANT4 est un code C++ de simulation pour les expériences de physique [All2003]. Il offre la possibilité de décrire la géométrie du dispositif expérimental dans sa totalité mais aussi de transporter les particules en fonction de cette géométrie. Les trajectoires et la réponse des détecteurs sont enregistrées et une visualisation des détecteurs et des particules est possible (*cf.* fig. 3.5).

Notre simulation est basée sur le code dédié aux détecteurs EXOGAM qui a été développé par Marc Labiche. Nous en avons extrait la géométrie d'un clover. Puis nous avons contruit le

1. En contrat post-doctoral ANR

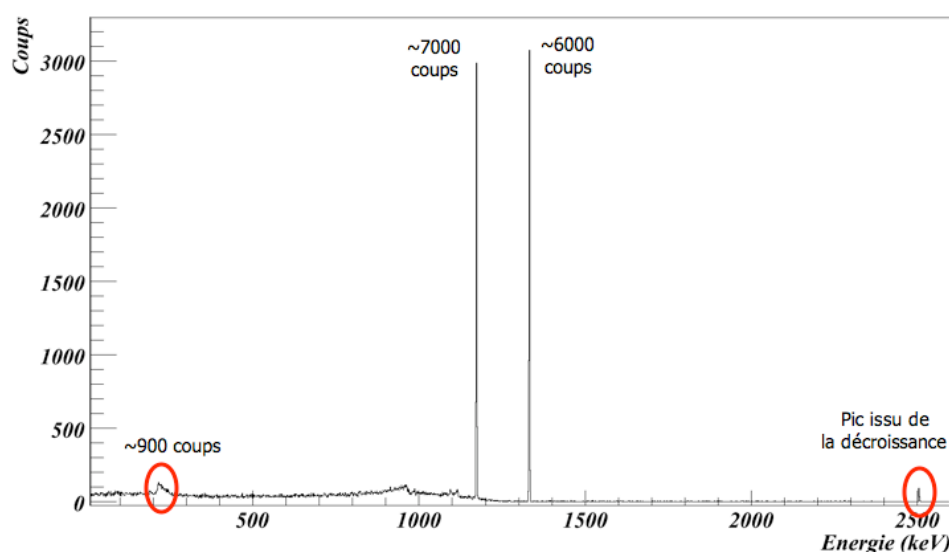


FIGURE 3.6: Spectre du détecteur GV Orsay conditionné par un cristal du clover OSCAR . La décroissance de ^{60}Co a été simulé à l'aide de GEANT4 pour le détecteur coaxial. Le cercle de gauche indique 900 coups dans un pic de retrodiffusion dont le fond a été soustrait.

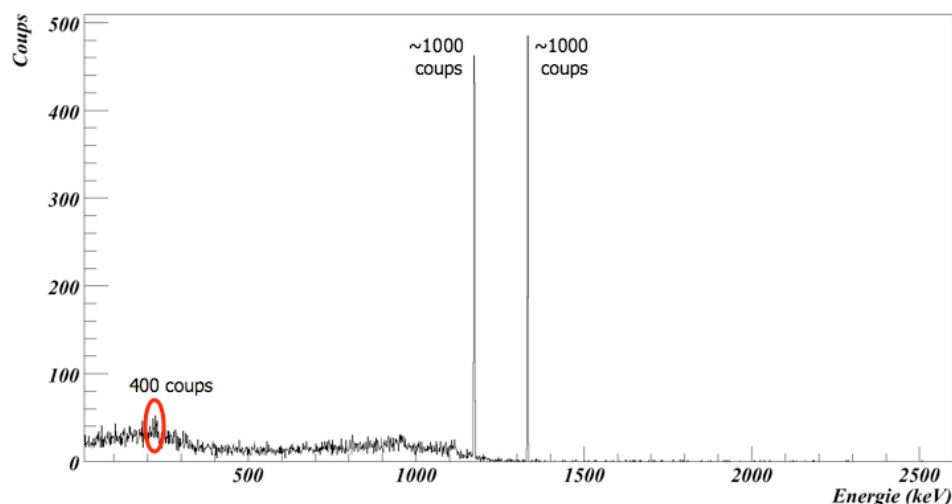


FIGURE 3.7: Spectre d'un cristal du clover OSCAR conditionné par le détecteur GV Orsay. La décroissance de ^{60}Co a été simulé à l'aide de GEANT4 pour le détecteur coaxial. Le cercle de gauche indique 400 coups dans un pic de retrodiffusion dont le fond a été soustrait.

reste du dispositif expérimental. Avec cette géométrie, nous avons simulé la décroissance d'une source de ^{60}Co située au point de collection afin d'estimer l'efficacité totale de détection γ . Puis, nous avons créé une source isotrope d'électrons au point de collection. Nous avons fait varier son énergie entre 1 et 15 MeV afin d'estimer l'efficacité réelle du scintillateur β . Ainsi la simulation GEANT4 reproduit correctement la valeur de l'efficacité γ mesurée en donnant une efficacité totale de détection γ de 3,2 % à 1,33 MeV. Par conséquent, nous avons considéré que l'efficacité de détection β : 50% est une bonne estimation de l'efficacité réelle.

Le code GEANT4 permet d'évaluer l'énergie déposée dans chaque détecteur. A partir de cette information, il est facile de constituer les spectres γ pour chaque cristal de germanium. A partir

de l'étude de ces spectres nous serons en mesure d'évaluer l'importance des rétrodiffusion et des pics sommes. Pour cela, nous avons utilisé les données obtenues lors du calcul avec la source de ^{60}Co . La figure 3.6 représente le spectre du détecteur GV Orsay conditionné par un des cristaux du clover. La figure 3.7 représente le spectre d'un des cristal du clover conditionné par le détecteur GV Orsay. Sur les deux spectres, on peut constater la présence d'un pic de rétrodiffusion. Ce dernier présente, dans les deux cas, une intensité non négligeable. Cela signifie que la grande compacité du montage nous rend très sensible à la rétrodiffusion. Cependant, au vu de la simulation et de la statistique que l'on attend pour l'expérience, ces pics seront très faibles et il est envisageable qu'ils ne sortent pas du fond compton.

3.2 Extraction des résultats

La première étape de l'analyse consiste à calibrer l'ensemble des détecteurs germanium. Nous avons utilisé une source de ^{152}Eu , qui émet des γ sur l'ensemble de la gamme en énergie qui nous intéresse. Pour illustrer mes propos, j'ai reporté sur la figure 3.8 le spectre de calibration obtenu pour un des cristaux du clover OSCAR I. A partir de la visualisation en ligne des spectres, nous avons réglé l'ensemble des voies pour permettre l'observation des rayons X de la source (39,522 keV, 40,118 keV et 45 keV) clairement visible dans la partie haute de la figure 3.8.

La mesure de l'intégrale des pics les plus intenses nous a permis d'extraire une mesure de l'efficacité. Le résultat est représenté sur la courbe 3.9. Ce travail a été réalisé pour chaque cristal de l'ensemble germanium.

Pour extraire les informations essentielles, nous devons nous focaliser sur les γ vus en coïncidences avec un électron. Ces coïncidences doivent nous garantir l'appartenance du γ à une décroissance β . L'ensemble des informations physiques est contenu dans trois graphes différents : un spectre conditionné par le détecteur β , une matrice énergie-temps, et une matrice de coïncidences $\gamma - \gamma$ conditionnée par le détecteur β .

Spectre γ conditionné par un β : Ce spectre représente l'ensemble des γ qui ont été vus en coïncidence avec un β . Les γ sont affichés dans le spectre quelque soit le germanium qui les a détectés.

Matrice « Energie-Temps » : Cette matrice représente l'énergie d'un γ conditionné par un β en fonction du temps de ce γ dans le cycle de mesure (similaire aux cycles utilisés pour les mesures de production, (*cf.* § 2.2.3). Le temps du γ est le temps absolu codé par la carte COMET (*cf.* § 2.2.3). Les contributions de l'ensemble des voies des détecteurs germanium sont sommées sur ce spectre. Cette matrice permet de suivre l'évolution de l'activité d'une raie au cours du temps. Si une transition γ est alimentée dans une décroissance β , alors l'évolution en temps du pic associé est caractérisée par la période du noyau qui s'est désintégré.

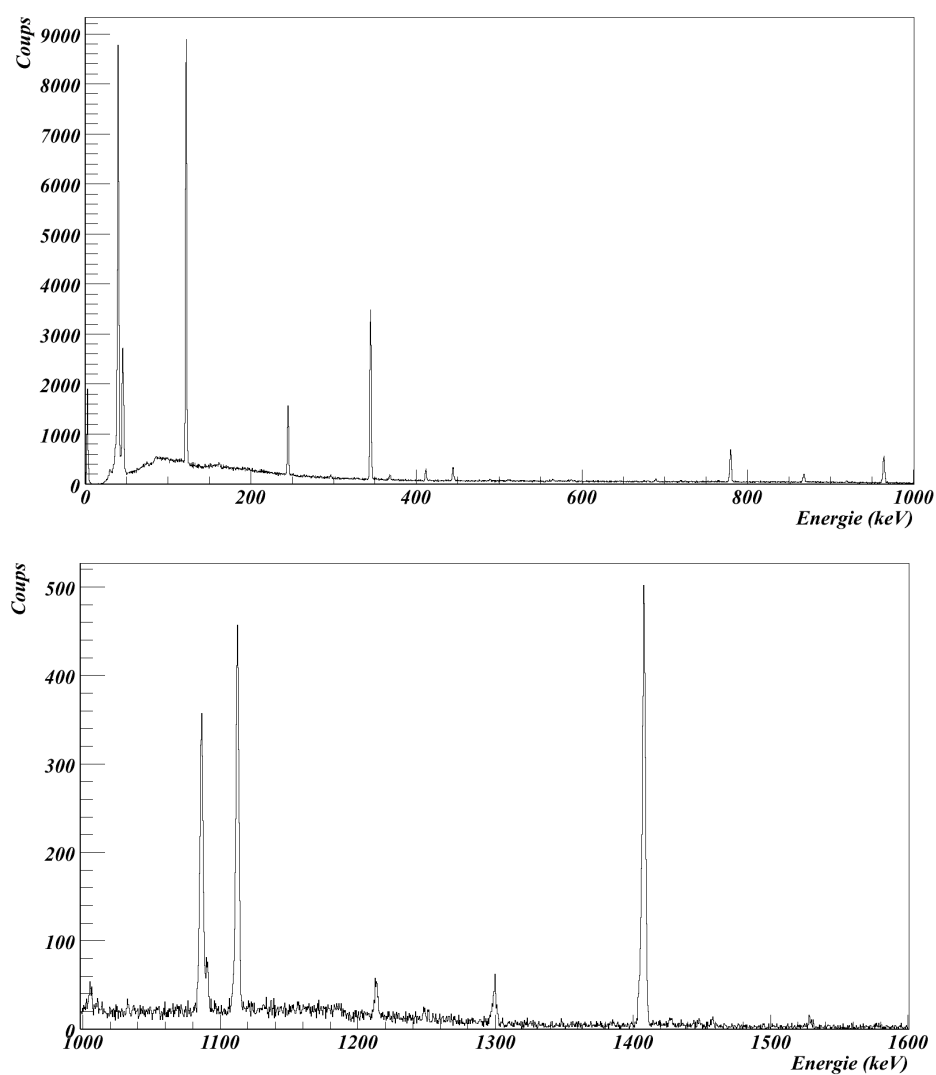


FIGURE 3.8: Spectre γ obtenu, pour un des cristaux d'OSCAR I, lors d'une calibration avec une source d' ^{152}Eu . Le réglage de la voie d'électronique permet de visualiser les rayons X émis par la source.

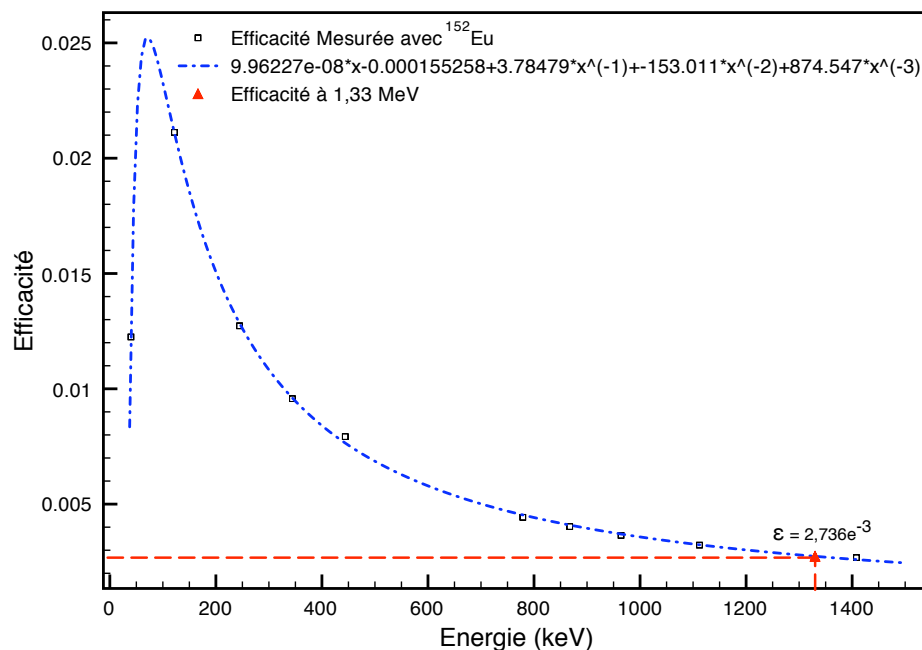


FIGURE 3.9: Efficacité mesurée pour un cristal d'OSCAR I avec une source ^{152}Eu .

Matrice « Energie-Energie » : Cette matrice est constituée à partir des coïncidences triples $\beta - \gamma_1 - \gamma_2$. Pour ces événements, on porte sur chaque axe de la matrice les énergies γ_1 et γ_2 afin de la « symétriser ». Cette matrice permet de déterminer les coïncidences entre deux raies γ .

Pour avoir assez de souplesse dans le choix des fenêtres de coïncidences, l'ensemble de l'analyse a été réalisée hors-ligne à l'aide du programme ROOT que j'ai mis en place auprès de l'acquisition NARVAL pour permettre la conversion des données du format IN2P3 vers le format ROOT (*cf.* §2.2.3). NARVAL est le système d'acquisition qui gère le flux de données en provenance de COMET et qui constitue les spectres pour les visualiser en ligne (avec CVISU). En parallèle, il procède à l'enregistrement des données au format IN2P3. Grâce au programme « Convert_Narval », j'ai reconstitué l'ensemble des coïncidences $\beta - \gamma$ et des coïncidences triples $\beta - \gamma_1 - \gamma_2$ à partir des événements simples (numéro de voie, énergie, temps) présents dans les fichiers issus de la conversion.

Choix des fenêtres en temps:

Pour choisir la fenêtre de coïncidences $\beta - \gamma$, le spectre des différences en temps entre les voies germanium et la voie β ont été tracés. Sur la figure 3.10, le pic de coïncidence entre le cristal bleu d'OSCAR I et le scintillateur plastique est représenté. Sur ce spectre on peut constater que la résolution en temps pour les événements $\beta - \gamma$ est de 20 ns. Elle est essentiellement dominée par la résolution en temps du détecteur germanium. C'est à partir de ce spectre que j'ai dû choisir la fenêtre de coïncidences pour chaque couple de voies $\beta - \gamma$. La fenêtre de coïncidence était un compromis entre :

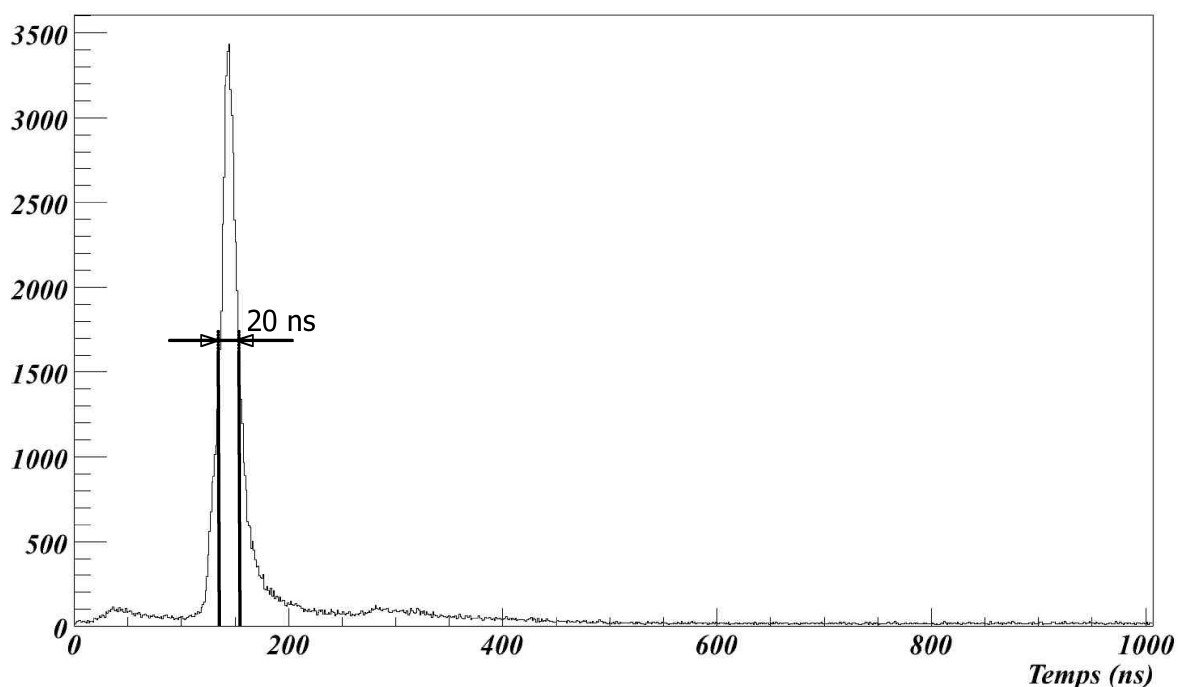


FIGURE 3.10: Spectre de la différence en temps entre deux événements d'un événement double pour une coïncidence $\beta - \gamma$.

- la statistique : l'étroitesse de la fenêtre de coïncidence influe directement sur la statistique qui sera conservée dans le spectre conditionné. Plus cette fenêtre est large, plus grande sera la statistique.
- « la propreté » : se focaliser sur le sommet du pic permet de ne conserver que des vraies coïncidences en améliorant le rapport coïncidences vraies / coïncidences fortuites.

Le choix a été facilité par l'utilisation d'une source à ionisation de surface. Son emploi évite l'alimentation directe des descendants des noyaux d'intérêt de plus longue période. Par conséquent, la fenêtre de coïncidence a pu être agrandie afin de privilégier la statistique : une largeur moyenne de 100 ns pour l'ensemble des coïncidences $\beta - \gamma$ a été choisie. Pour chaque masse, le spectre γ conditionné β a été constitué.

Pour les coïncidences $\gamma - \gamma$, le travail a été identique. J'ai tracé les spectres des différences en temps pour tous les couples de cristaux. Ils sont très similaires à ceux de la figure 3.10. Cependant, la résolution en temps est d'environ 50 ns. En principe, le choix de la fenêtre de coïncidence doit suivre le même raisonnement que précédemment. Mais, la création d'une matrice « Energie-Energie » nécessite des coïncidences triples qui sont des conditions très contraignantes et qui diminuent fortement la statistique. Par conséquent, je me suis contenté de prendre l'intégralité du pic de coïncidences afin de maximiser la statistique. Encore une fois, ce choix a été facilité par l'utilisation d'une source d'ions sélective.

3.2.1 Décroissance des noyaux de $^{82,83}\text{Ga}$

Maintenant que les paramètres des coïncidences et que les calibrations sont réalisées, nous sommes en mesure de procéder à l'analyse des données. Afin de certifier que le gallium était bien extrait de la cible, le séparateur a été réglé successivement sur la masse 82 et 83. Ces masses ont constitué les étalons de ma méthode d'analyse et reconstitution des coïncidences $\beta - \gamma$.

Masse 82

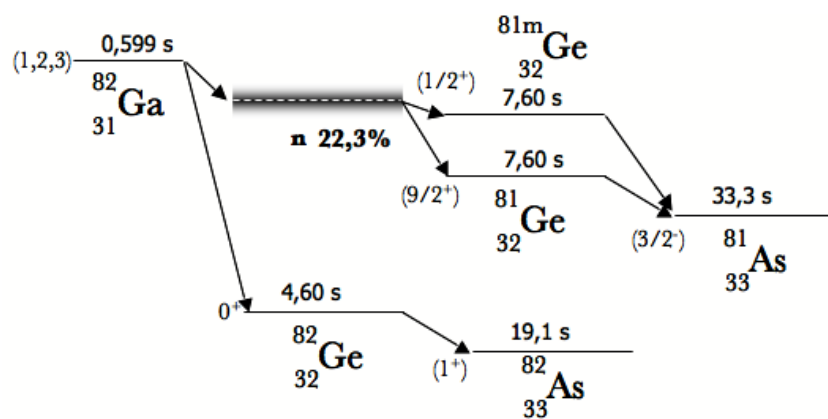


FIGURE 3.11: Schéma de la décroissance β^- et β^-n du $^{82}_{31}\text{Ga}_{51}$. Les valeurs des périodes et des rapport d'embranchements sont tirées de [Bag].

Pour cette masse, aucun cycle de mesure n'a été mis en place. L'acquisition avec une bande fixe nous permet d'observer la décroissance des isobares. Cependant, la sélectivité de la source nous permet d'éviter l'ionisation des isobares de la masse 82 qui, par conséquent, ne sont alimentés que *via* la décroissance du gallium. L'activité sur les bandes est alors essentiellement dominée par la décroissance du gallium 82 vers les isotopes de germanium 82 et 81 (par β^-n). Le spectre γ conditionné β obtenu pour cette masse est présenté sur la figure 3.12.

Dans ce spectre on peut observer des raies appartenant à la masse 82 et 81. Comme l'activité n'est dominée que par la décroissance du gallium, on est capable d'identifier toutes les raies connues, de la plus intense à la moins intense, dans la décroissance β^- et β^-n du gallium 82. L'ensemble des autres raies est attribuable aux décroissances des descendants du ^{82}Ga . L'étude de spectre permet de conclure que l'on a bien extrait et ionisé du gallium et que le séparateur PARRNe a permis de sélectionner uniquement la masse 82. Par conséquent, le faisceau était pur en $^{82}_{31}\text{Ga}_{51}$.

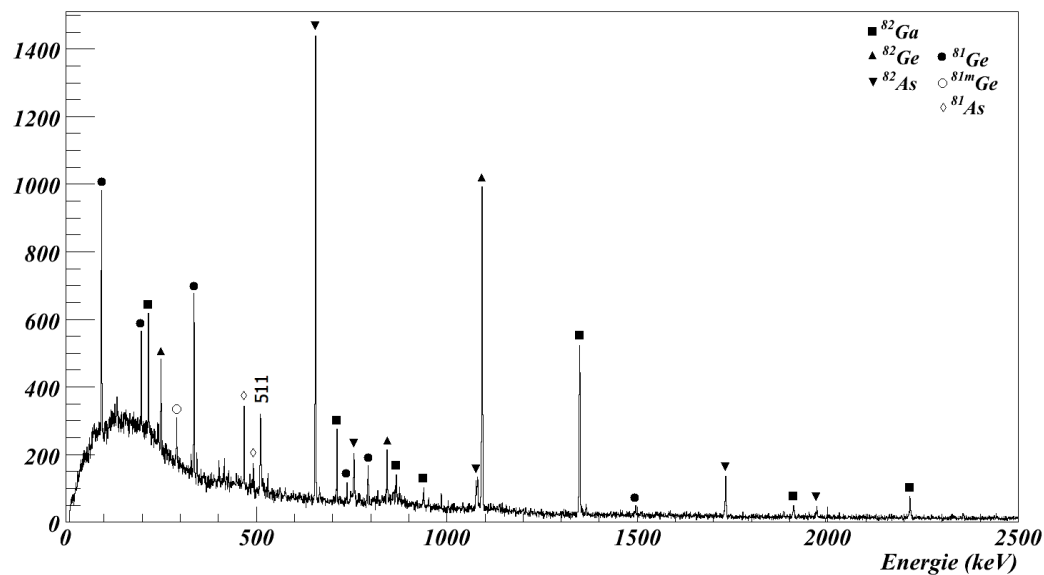


FIGURE 3.12: Spectre γ conditionné par un β contenant toute la statistique obtenue pendant la mesure de la décroissance β^- du $^{82}_{31}\text{Ga}_{51}$.

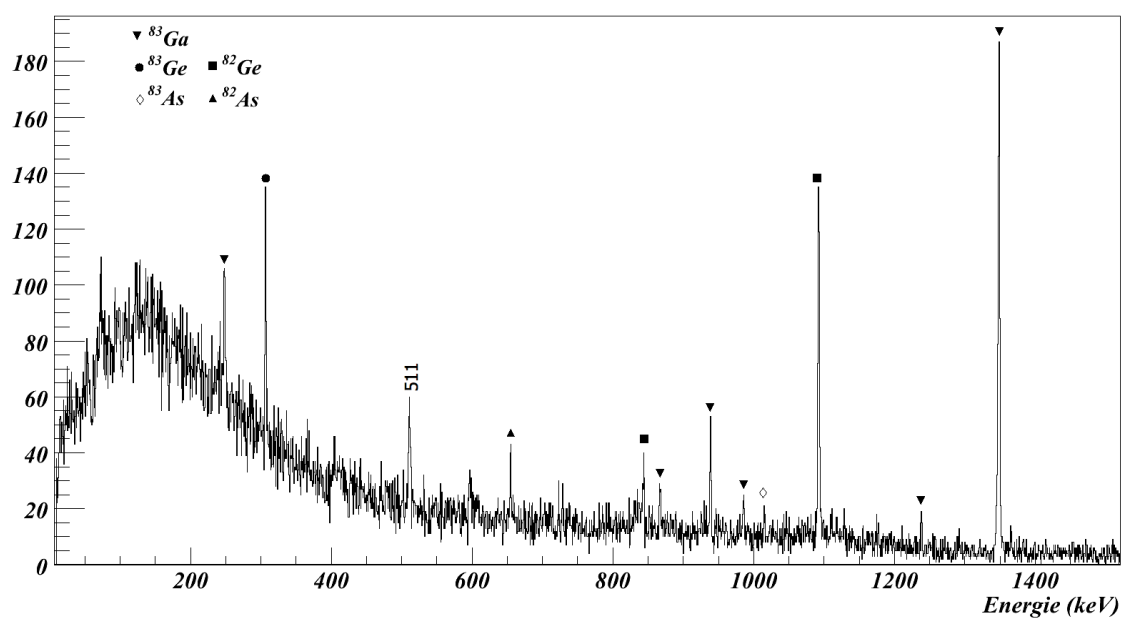


FIGURE 3.13: Spectre γ conditionné par un β contenant toute la statistique obtenue pendant la mesure de la décroissance β^- du $^{83}_{31}\text{Ga}_{52}$.

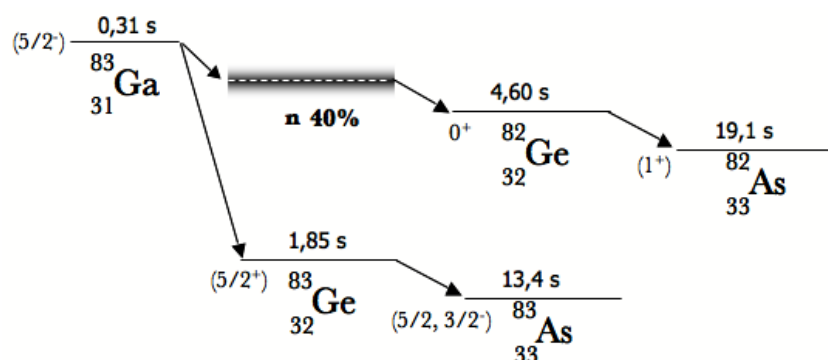


FIGURE 3.14: Schéma de la décroissance β^- et β^-n du $^{83}_{31}\text{Ga}_{52}$. Les valeurs des périodes et des rapport d'embranchements sont tirées de [Bag].

Masse 83

Pour cette masse, plusieurs cycles ont été utilisés. Tout d'abord un cycle de 9 s de collection et 1 s de décroissance, puis un cycle de 2 s de collection et 1 s de décroissance. Toutefois, la faible statistique ne me permet pas de tracer une matrice « Energie-Temps » ou une matrice « Energie-Energie » avec un des deux types de cycles. Avec la même méthode, je me suis limité à reconstituer un seul spectre conditionné contenant toute la statistique obtenue au cours de la mesure de la masse 83 pour tous les cycles. Le spectre résultant est reporté sur la figure 3.13. A l'instar de la masse 82, sur ce spectre nous retrouvons les raies connues pour la masse 83. L'étude de la décroissance du $^{83}_{31}\text{Ga}_{52}$ était l'objet de la thèse d'O. Perru [Per2004]. Alors que, l'expérience avait duré une semaine en 2001, nous avons retrouvé, à ALTO les raies précédemment identifiées, en moins de deux heures.

3.2.2 Décroissance du ^{84}Ga

La première observation de la masse 84 a été destinée à une mesure de production du $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$. Ainsi, nous avons compté le nombre moyen de β par cycle de $2s + 1s$. A l'aide d'une feuille de calcul MATHCAD, similaire à celle présentée dans l'annexe A, nous avons calculé le nombre de décroissance du $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$ observées. Si l'on prend en compte l'efficacité de détection β ($\sim 30\%$ dans le plus mauvais cas), alors nous avons collecté une trentaine de noyau ^{84}Ga par seconde. La prédiction basée sur l'hypothèse d'une fission induite par neutrons prédisait une production d'une vingtaine de noyaux ^{84}Ga par seconde ce qui représente un bon accord sur l'ordre de grandeur.

Sinon, l'essentiel de l'observation de la décroissance radioactive de la masse 84 a été étudiée avec un cycle de 9 s pour la collection et de 1 s pour la décroissance. Le spectre γ conditionné β est représenté sur la figure 3.15. Il cumule la statistique, de tous les détecteurs, obtenue en *quinze heures de faisceau* avec une intensité limitée à $1 \mu\text{A}$.

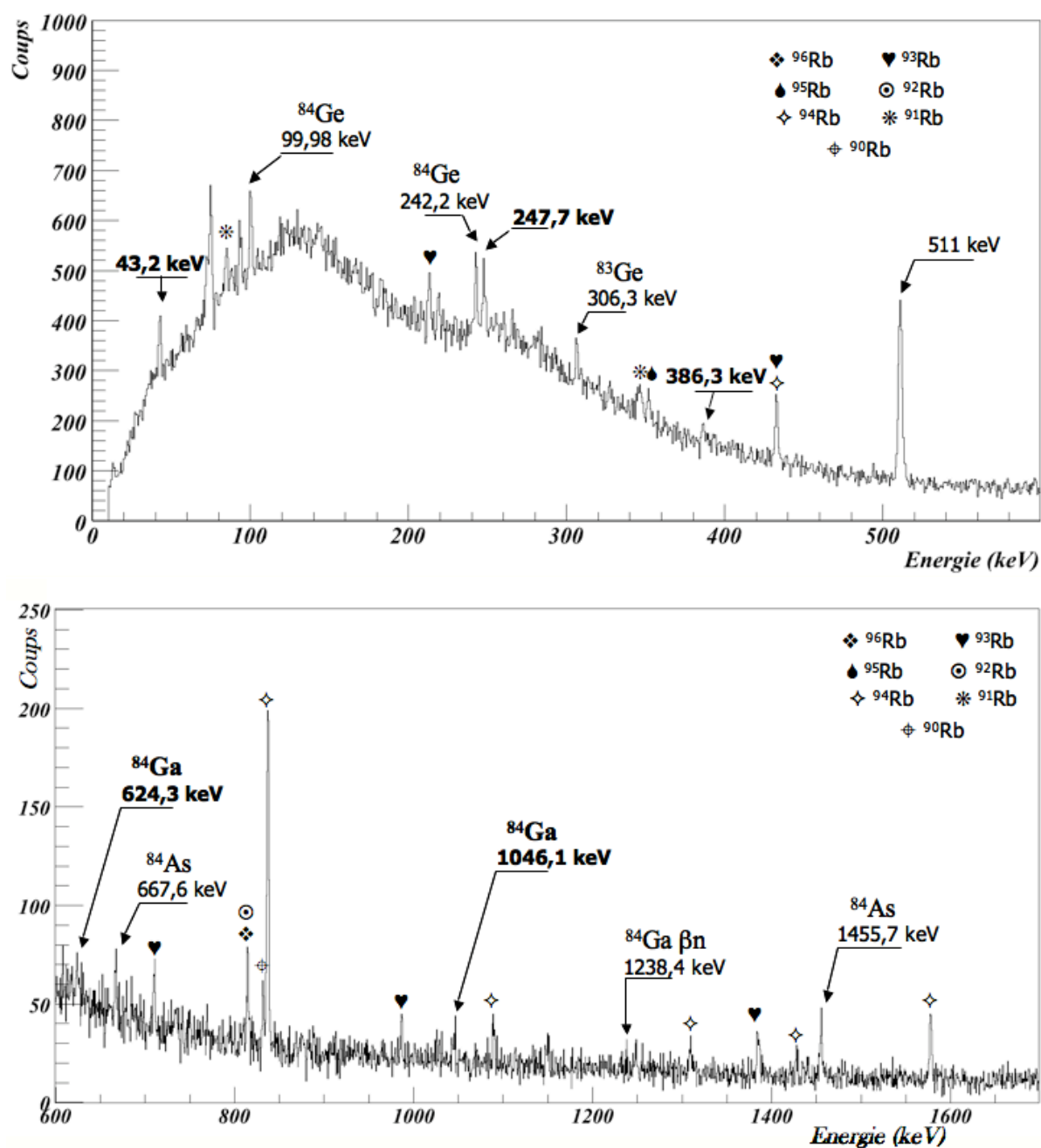


FIGURE 3.15: Spectre γ conditionné par un β contenant toute la statistique obtenue pendant la mesure de la décroissance β^- du $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$. Les symboles indiquent les coïncidences fortuites avec le plan focale de PARRNe. Les trois raies dont l'énergie est indiquée en gras ne sont pas connues.

Voie de décroissance β^-

La première lecture de ce spectre doit nous faire remarquer la présence des raies à 99,98 et 242,2 keV, issues de la décroissance β^- du ^{84}Ge [Bag]. Ce qui nous permet d'apporter une première conclusion : seule la masse 84 a été collectée sur la bande. De plus, comme nous l'avons déjà vu (*cf.* § 3.1.1) seul le gallium est susceptible d'être ionisé avec la source à ionisation de surface. L'ensemble des raies de la masse 84 (et 83) présentes sont ainsi alimentées par les décroissances β (et βn) de l'isotope $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$.

On peut toutefois constater la présence de raies provenant des décroissances d'isotopes de rubidium dans le spectre présenté figure 3.15. Lors des mesures de radioprotection, le plan focal de l'aimant n'était pas blindé afin d'estimer l'activité en ce point. Or, le plan focal est situé approximativement à 3 mètres du point de collection et donc des détecteurs. A cette distance, d'après une simulation GEANT4, l'efficacité globale de notre dispositif de détection γ est de 10^{-5} . Mais le rubidium est un alcalin ionisé par le tube en tungstène avec une efficacité de plus de 80% et certains de ces isotopes sont parmi les fragments de fission les plus produits. Ainsi, l'estimation de la production pour le $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$ est de 27 gallium par seconde pour 1 μA de faisceau d'électrons. Ce qui, avec une efficacité d'ionisation de 0,7%, représente 0,5 gallium par seconde sur la bande. Le rubidium le plus produit est l'isotope 93 avec $9,27 \cdot 10^7$ atomes par seconde dans la cible. Et compte tenu d'une efficacité d'ionisation de 80%, cela représente $7,4 \cdot 10^7$ ions par seconde arrêtés dans le plan focal de l'aimant. Par conséquent, pendant l'ensemble de l'acquisition des données, le plan focal a constitué une source radioactive suffisamment intense pour créer des coïncidences fortuites avec le détecteur plastique. Toutes les raies provenant de coïncidences fortuites ont pu être identifiées et sont indiquées par des symboles sur la figure 3.15. Les raies à 306,3 keV et 1238,4 keV appartiennent à la masse 83 (*cf.* fig. 3.13). La présence de ces raies permet de conclure que l'on observe aussi la décroissance $\beta^- n$ du $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$. On sait que l'on n'alimente pas directement la masse 83 par l'absence de raies de l' ^{83}As que l'on devrait observer, à l'instar du spectre de la figure 3.13, dans le cas d'une alimentation directe par le $^{83}_{31}\text{Ga}_{52}$. La deuxième partie du spectre nous permet de confirmer les raies vues à ISOLDE [PU108] avec deux transitions vues à 624,3 keV et 1046,1 keV. Toutefois, les pics à 100 keV et 242 keV contiennent, respectivement, 567 et 434 coups. Or, le $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$ est un noyau pair-pair. Et habituellement, dans la décroissance d'un noyau vers un fils pair-pair, si elle n'alimente pas directement l'état fondamental, les états excités alimentés décroissent, *in fine*, au travers de la transition $2_1^+ \rightarrow 0^+$. Dans notre cas, on peut s'attendre à avoir au moins la même intensité dans les pics à 624 ou 1046 keV que dans les pics des descendants. Si l'on remonte au nombre de décroissances du $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$, on trouve ~ 63000 décroissances β . Ce qui implique que l'on devrait avoir, au rapport d'embranchement près, $10^3 - 10^4$ coups dans chacune des raies. Or, la mesure de l'intégrale des pics donne : 163 ± 13 pour la raie à 624 keV (soit 3078 ± 245 γ observés) et 102 ± 10 pour la raie à 1046 keV (soit 2895 ± 290 γ observés). Par conséquent, l'intensité des raies issues de la décroissance du $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$ est beaucoup moins intenses que ce que l'on peut

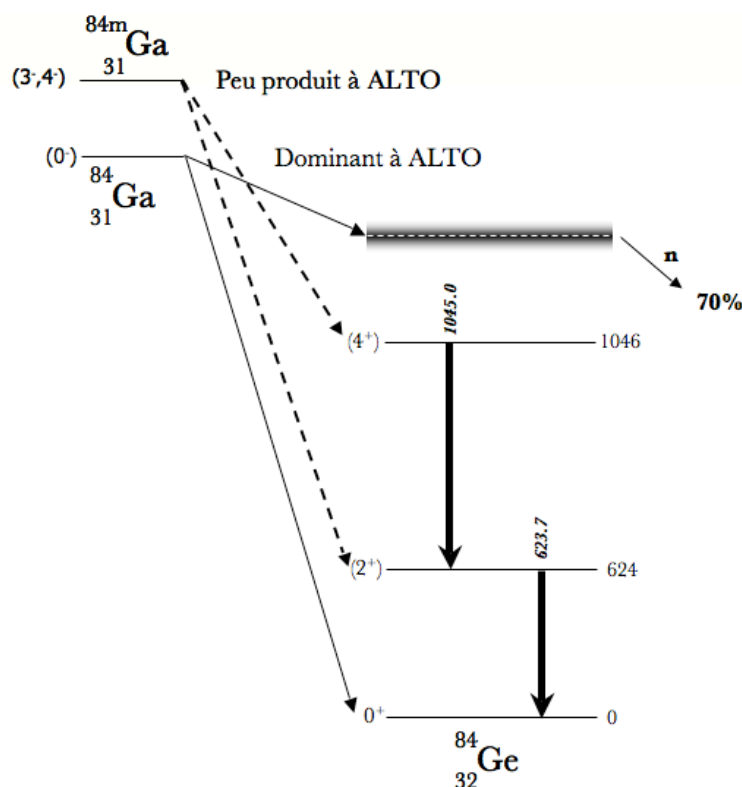


FIGURE 3.16: Schéma de niveau obtenu par l'étude du spectre γ conditionné β de la figure 3.15.

attendre. Comment expliquer ce paradoxe ? La seule explication est que le gallium présente un isomère β^- . Alors, en faisant l'hypothèse la plus simple, l'état observé à ALTO est celui de plus longue période : c'est l'état fondamental. A ISOLDE ce serait un isomère alimentant l'état excité 2^+ qui aurait été observé. L'alimentation des transitions γ à 624 keV et 1046 keV se ferait à partir de la décroissance de cet isomère. L'état fondamental du $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$ décroîtrait, selon cette hypothèse, vers l'état fondamental de $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$. Pour que la décroissance β^- , de l'état supposé fondamental, du $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$ n'alimente que l'état fondamental du germanium, il faut qu'il ait un spin 0^- . En effet, les noyaux existant dans la charte et qui possèdent un état fondamental 0^- décroissent principalement ($\sim 99\%$) vers l'état fondamental du noyau fils. Par contre l'isomère doit avoir un spin plus élevé que l'état fondamental pour pouvoir alimenter des états 2^+ et un ΔJ au moins égal à trois, par rapport à l'état fondamental, pour pouvoir constituer un isomère β^- . Sans aucune indication supplémentaire, on peut proposer les spins $(3^-, 4^-)$ pour l'isomère. Le schéma de niveau, basé sur ces hypothèses, est représenté sur la figure 3.16.

Voie de décroissance $\beta^- n$

Suite aux travaux d'O. Perru *et al.* [Per2006] et de J. S. Thomas *et al.* [Tho2005, Tho2007], un premier schéma de niveau expérimental du $^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$ a été proposé. O. Perru *et al.* ont mis

en évidence deux transitions à 1238 keV et 867 keV. J. S. Thomas *et al.* ont mis en évidence un état excité à 280 ± 45 keV dans une réaction $^{82}\text{Ge}(d,p)^{83}\text{Ge}$ en cinématique inverse. Cet état, peuplé dans une réaction de transfert, possède une composante $l=0$ qui leur permette de proposer l'existence d'un état $1/2^+$ à 280 ± 45 keV. L'ensemble des informations issues de ces travaux sont réunies sur le schéma de niveaux de la figure 3.17.

A partir d'un état fondamental 0^- pour le ^{84}Ga , les règles de sélection Gamov-Teller nous

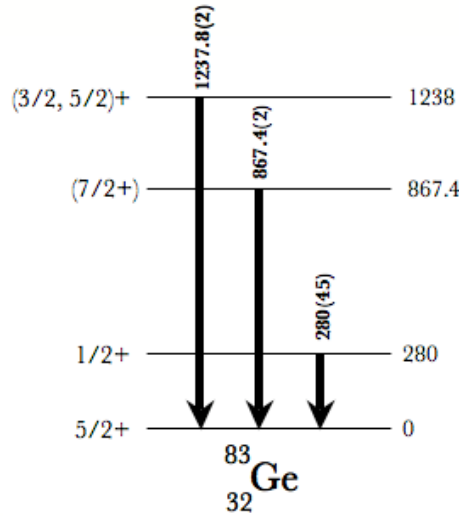


FIGURE 3.17: Schéma de niveau récapitulant les informations obtenues sur le $^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$ à partir de [Per2006, Tho2005, Tho2007].

permettent d'atteindre un spin 0 ou 1 et plus faiblement 2. La perte d'un neutron au cours de la décroissance β^-n donne accès aux spins $\frac{1}{2}$ et $\frac{3}{2}$ et plus faiblement $\frac{5}{2}$. Par conséquent, dans la décroissance β^-n , on s'attend à observer la transition entre le premier état $\frac{1}{2}^+$ et le fondamental du $^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$. Dans le spectre de la masse 84, on peut constater la présence de raies de la masse 83 qui confirme la décroissance β^-n du $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$. Cependant, parmi les trois raies non identifiées, il y en a une qui a une énergie compatible avec la valeur préalablement mesurée de 280 ± 45 keV pour l'état $1/2^+$. Pour vérifier son appartenance à la décroissance du gallium, il faut extraire le comportement temporel de cette raie à partir de la matrice Energie-Temps. Sachant que l'activité provenant du plan focal de l'aimant est particulièrement grande, je regarde la projection de la matrice sur l'axe du temps afin de déterminer l'activité du fond. J'obtiens la figure 3.18. Sur ce spectre, nous avons ajouté une courbe de tendance linéaire afin d'obtenir une « tendance » pour reproduire cette activité. Suite à ce fit, à partir de la matrice Energie-Temps, je regarde le comportement temporel de la raie γ d'énergie 247,7 keV. Je réalise deux projections : celle de la zone délimitée par le pic et celle d'une zone de même largeur prise dans le fond à côté du pic. Puis, je soustrais la deuxième projection à la première. J'obtiens alors le spectre de l'évolution temporelle du pic uniquement. Sur la figure 3.19, les points représentent le spectre résultant de cette opération. On peut observer qu'il y a deux tendances symbolisées par les deux droites :

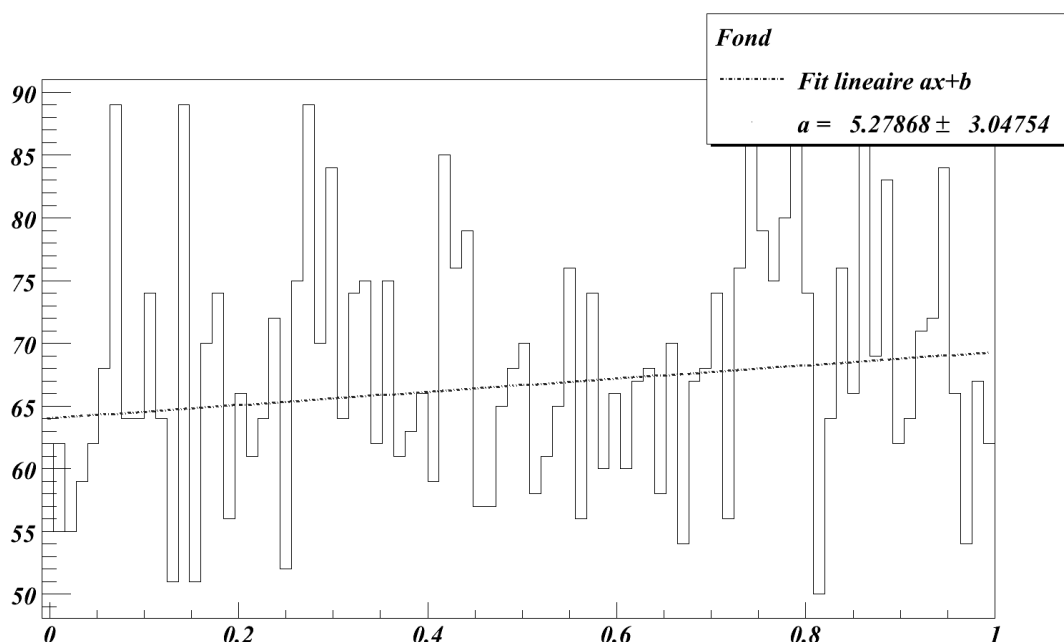


FIGURE 3.18: Spectre représentant l'activité du fond au cours du temps. 0 représente le début du temps de décroissance. La gamme de temps va de 0 à 1 s conformément au choix de temps de décroissance.

- une composante décroissante de courte demi-vie, que l'on associe à la décroissance du $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$.
- une composante croissante de plus longue période. Cette composante est due au fond ambiant créé par l'activité au plan focal.

Pour extraire la période, un fit a été réalisé. La fonction a été définie comme la somme d'une exponentielle décroissante et d'une droite. Les résultats sont indiqués sur la figure 3.19. Ces résultats sont intéressants. Tout d'abord, nous trouvons une demi-vie de 75 ± 33 ms. Cette valeur est en accord avec celle mesurée par J. L. Kratz *et al.* [Kra1991] (85 ± 10 ms). De plus, la composante croissante présente la même pente que celle du fond (*cf.* fig. 3.18). Cela montre que nous avons bien soustrait l'activité du fond à celle du pic. A la disparition de l'activité du pic, celle du fond redevient prépondérante. Par conséquent, la raie d'énergie 247,7 keV appartient à la décroissance β^- du $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$. Etant donné l'énergie de cette raie et les règles de sélection Gamov-Teller, nous pouvons affirmer que cette raie désexcite l'état $1/2^+$ que nous plaçons maintenant à 247,7 keV. La raie à 247,7 keV et la raie à 1238,4 keV sont les deux seules du $^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$ que nous observons. Nous savons que par la décroissance β^- du niveau fondamental du ^{84}Ga , il nous est très difficile d'alimenter un état $\frac{7}{2}^+$. Or, la transition de 867 keV qui permet au deuxième état excité du germanium de décroître vers le fondamental n'est pas visible dans le spectre. Cette absence nous permet de confirmer le spin $\frac{7}{2}^+$ de cet état ! Par conséquent, cette expérience nous permet de proposer le schéma de niveau de la figure 5.16. C'est ce schéma qui sera utilisé comme référence dans le chapitre dédié au développement du

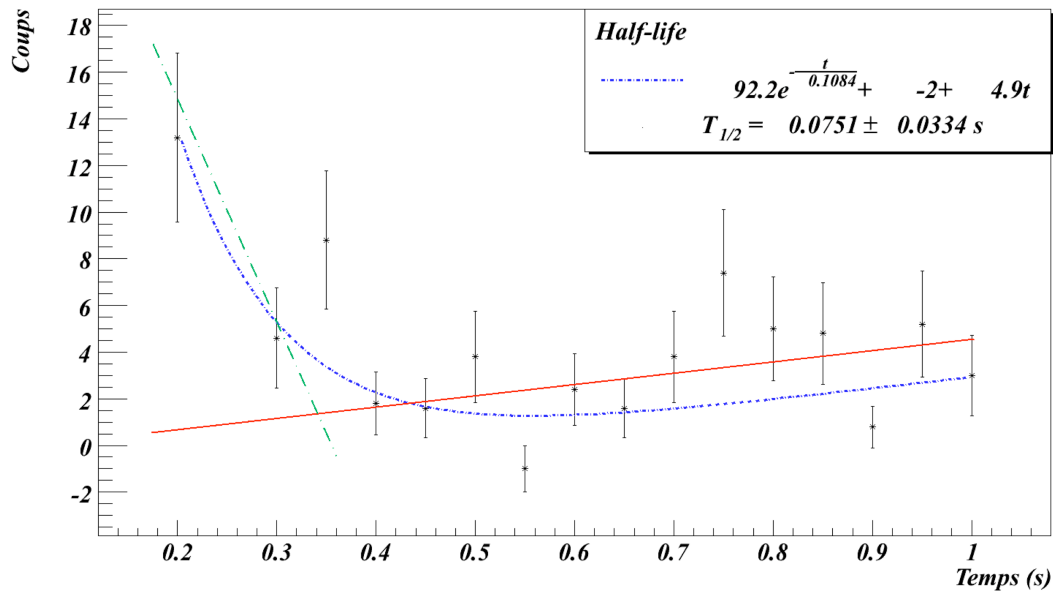


FIGURE 3.19: Spectre représentant l'activité du fond au cours du temps. 0 représente le début du temps de décroissance. La gamme de temps va de 0 à 1 s conformément au choix de temps de décroissance.

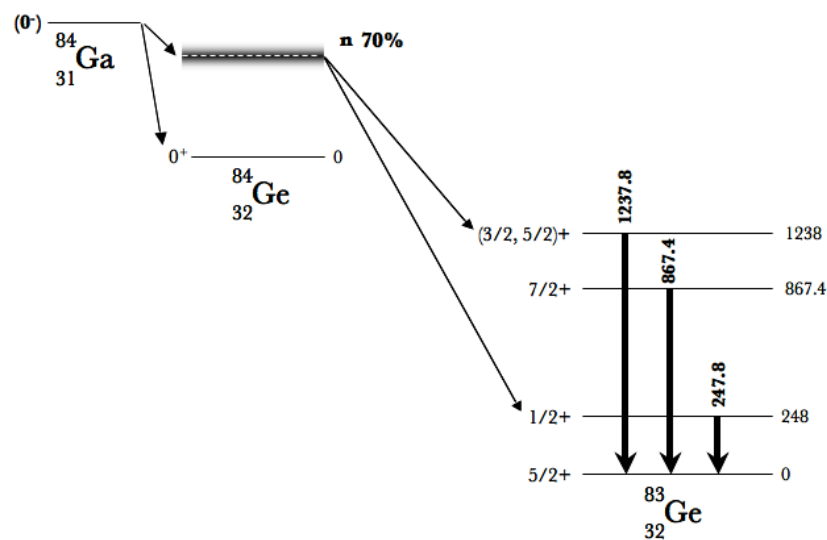


FIGURE 3.20: Schéma de niveau obtenu à ALTO à partir des données de la décroissance radioactive du $^{83}\text{Ga}_{52}$ et du $^{84}\text{Ga}_{53}$. Ce schéma confirme celui présenté sur la figure 3.17. Nous avons amélioré la valeur de l'énergie de l'état $\frac{1}{2}^+$ et nous avons levé l'indétermination sur le spin de l'état à 867 keV.

modèle pour le couplage faible.

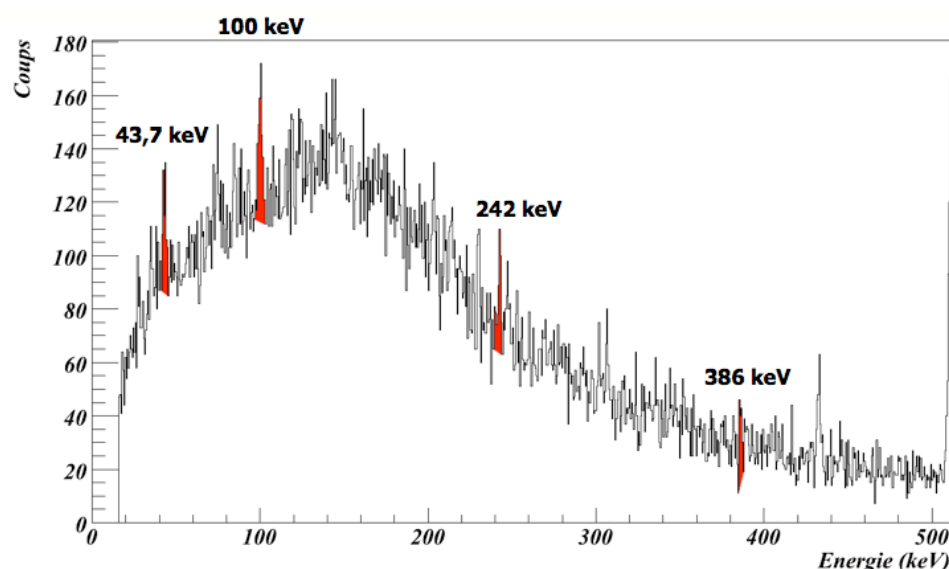


FIGURE 3.21: Projection de la matrice $\gamma-\gamma$. Les zones colorées représentent les raies d'énergie 43, 100, 242 et 386 keV. Ce sont pour ces transitions que je vais chercher les coïncidences.

Deux raies non identifiées : la surprise.

Dans le spectre γ conditionné β , il reste deux raies non identifiées. Compte tenu de leur intensité, l'extraction d'une période ne serait pas la méthode la plus pertinente pour leur attribution. Il est plus efficace de constituer des coïncidences $\gamma-\gamma$. La matrice « Energie-Energie » nécessaire a été créée à partir de triples coïncidences $\beta-\gamma_1-\gamma_2$. La projection sur un des axes de cette matrice est représentée sur la figure 3.21. Pour obtenir les coïncidences, j'utilise une méthode identique à celle employée pour déterminer la période de la transition de 247,7 keV. J'obtiens alors trois spectres qui sont représentés sur les figures 3.22, 3.23, 3.24. Tout d'abord, le spectre en coïncidence avec la raie à 43 keV (*cf.* fig. 3.22) nous permet de constater qu'il y a coïncidence avec la raie à 100 keV. Il y a, aux limites de la statistique, aussi coïncidence avec la raie à 386 keV. Le deuxième spectre (*cf.* fig. 3.23), qui correspond aux coïncidences observées avec la raie à 100 keV, permet de confirmer la coïncidence entre les deux transitions 43 et 100 keV. Dans la projection pour la raie à 242 keV, aucune transition n'est visible. Enfin, la figure 3.24 permet de confirmer les coïncidences entre les raies à 43, 100 et 386 keV. Par conséquent, la décroissance du $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$ permet d'alimenter une cascade de trois transitions et une autre transition. Pour un noyau impair-impair tel que $^{84}_{33}\text{As}_{51}$, l'hypothèse immédiate pour le schéma de niveau est présenté sur le schéma 3.25.

Cependant, le germanium est un noyau pair-pair, donc son état fondamental est un 0^+ . Or la décroissance d'un état 0^+ par β va essentiellement alimenter un état 1^+ . Pour la structure de l'arsenic, on sait que l'on a un neutron $2d_{5/2}$, ce qui induit une parité positive. Mais les protons ont accès, par ordre d'énergie, aux couches $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$. Et seule la couche $1g_{9/2}$ permet d'obtenir une parité positive. Ce qui implique qu'un état 1^+ dans l'arsenic doit avoir dans sa fonction d'onde une composante $1g_{9/2}$ qui est défavorisée énergétiquement.

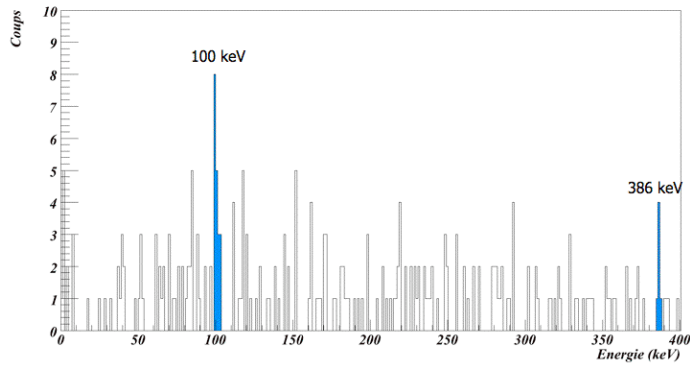


FIGURE 3.22: Projection de la matrice Energie-Energie pour la raie à 43 keV. On peut apercevoir la présence de la raie à 100 keV et à 386 keV.

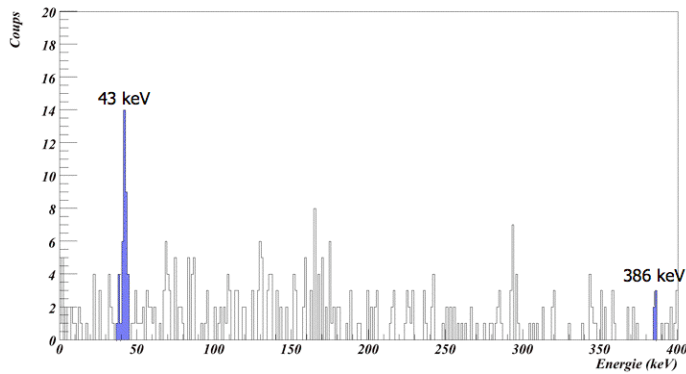


FIGURE 3.23: Projection de la matrice Energie-Energie pour la raie à 100 keV. On peut apercevoir la présence de la raie à 43 keV.

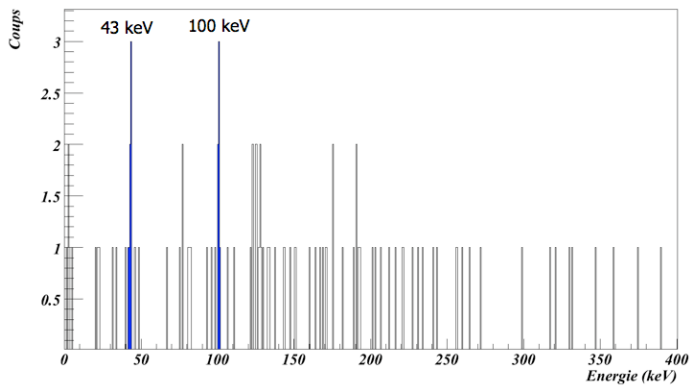


FIGURE 3.24: Projection de la matrice Energie-Energie pour la raie à 386 keV. On peut apercevoir la présence des raies à 43 keV et 100 keV.

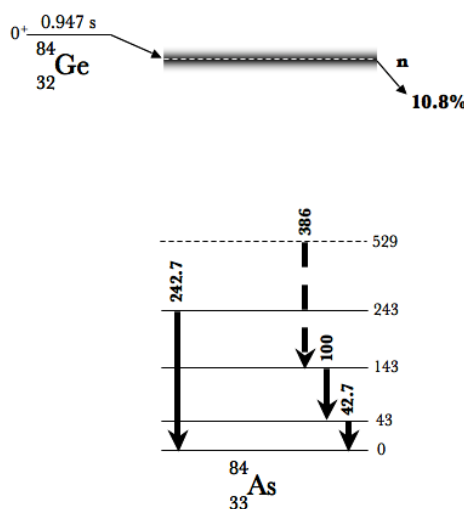


FIGURE 3.25: Schéma de niveau préliminaire pour l' $^{84}_{33}\text{As}_{51}$.

Par conséquent, on peut proposer l'existence d'au moins un état 1^+ d'énergie supérieure à 2500 keV qui alimenterait nos transitions par des transitions de haute énergie. Ces transitions ne pouvaient pas être observées car leurs énergies sont au-delà de la gamme couverte par notre dispositif de détection γ . Il conviendrait alors de répéter l'expérience avec un gain moins important pour les détecteurs germaniums. Cette nouvelle hypothèse conduit à modifier le schéma de niveau de l'arsenic pour celui présenté sur la figure 3.26. La comparaison avec le schéma du noyau impair-impair voisin nous conforte dans cette proposition (*cf.* fig. 3.27).

3.3 Conclusions

L'expérience de décroissance radioactive du $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$ a mis en évidence la présence d'un isomère dans $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$. À partir de l'étude des spectres nous avons proposé un spin pour l'état fondamental et l'état isomérique du noyau. L'approche de la structure sous-jacente de cet isomère et du fondamental du $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$, nous apportera parmi les premières informations sur la structure au-delà de $N = 50$, pour des noyaux aussi exotiques avec un rapport $N/Z=1,71$. Nous avons aussi confirmé l'ensemble des résultats connus pour le $^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$. De plus, l'étude directe du spectre conditionné a permis de mettre en évidence l'état $1/2^+$, issu d'un état neutron $3s_{1/2}$, à 247,7 keV. Enfin, l'absence de la transition à 867 keV lève l'incertitude sur le spin $7/2^+$ de l'état du $^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$. D'après l'hypothèse de la structure en couplage faible proposée dans le travail de O. Perru *et al.*, on attend un état $\frac{5}{2}$ à l'énergie de 1238 keV. Cette assignation n'est pas en contradiction avec nos observations. Par conséquent, c'est avec cette hypothèse que je vais pouvoir construire le schéma de niveau calculé avec le modèle dédié à ce type de structure dans le chapitre 5.

Enfin, nous avons proposé le premier schéma de niveau de l' $^{84}_{33}\text{As}_{51}$. Mais la première tâche

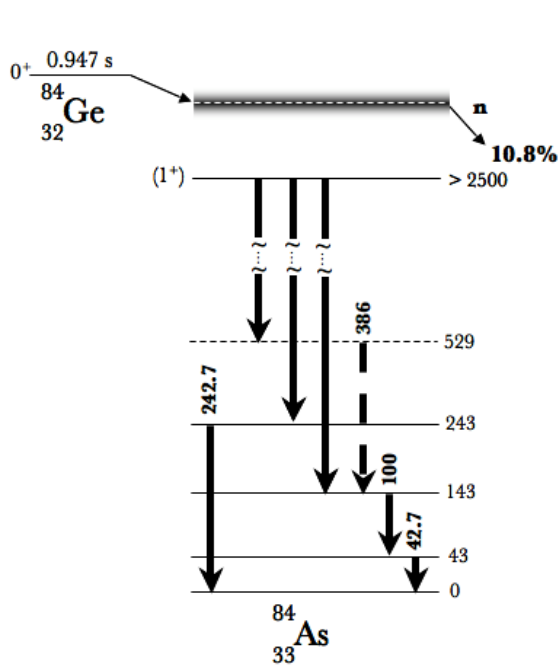


FIGURE 3.26: Schéma de niveau pour $^{84}_{33}\text{As}_{51}$.

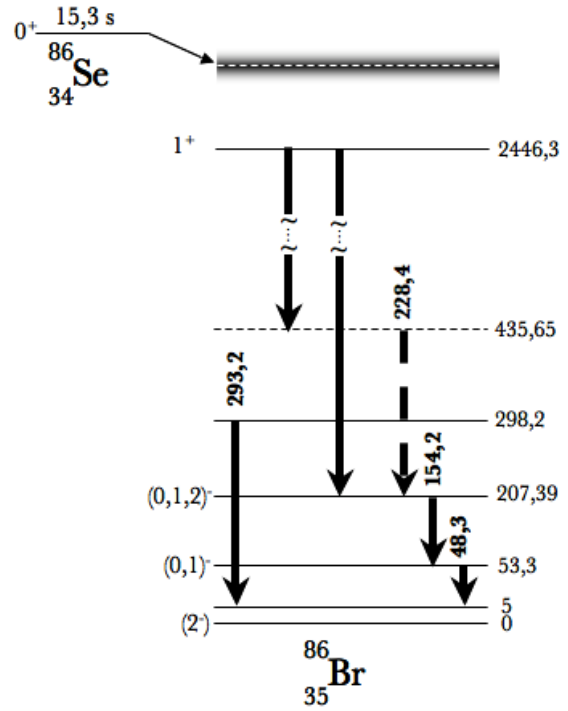


FIGURE 3.27: Schéma de niveau pour $^{86}_{35}\text{Br}_{51}$.

qui nous incombe, dès maintenant, est d'essayer d'identifier la structure qui se cache derrière ce schéma de niveaux.

Chapitre 4

Discussion sur la structure des noyaux de $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$, $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$ et $^{84}_{33}\text{As}_{51}$

*“Aucun progrès n’a jamais été réalisé dans les sciences,
la religion, la politique sans qu’il y ait eu controverse.”*

— Lyman Beecher

Nous venons de proposer des schémas de niveaux pour les noyaux $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$ et $^{84}_{33}\text{As}_{51}$. De plus les données ont permis de mettre en évidence l’existence d’un isomère dans le $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$. Les noyaux de gallium et d’arsenic sont deux noyaux impair-impair. Nous allons commencer par essayer de déterminer si les hypothèses, basées sur l’étude des spectres, pour les spins parités du $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$ sont compatibles avec la structure en couches sous-jacente.

4.1 Application des règles de Paar aux noyaux de $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$ et $^{84}_{33}\text{As}_{51}$

4.1.1 Calcul des règles de Paar

Pour pouvoir assigner les spins des états du $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$ alimentés par la décroissance radioactive du $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$, nous avons besoin de déterminer le spin et la parité de l’état fondamental et de l’isomère. D’après les résultats apportés par les expériences précédentes sur la décroissance du $^{84}_{31}\text{Ga}_{52}$ et du $^{81}_{30}\text{Zn}_{51}$ [Per2006, Ver2007]. Nous savons que l’espace de valence pour les protons est composé des états de particule individuelle $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$. Pour les neutrons, l’espace de valence contient les états de particule individuelle $3s_{1/2}$, $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$ et

$2d_{3/2}$. Dans les noyaux que nous étudions, nous avons de un ($^{84}_{33}\text{As}_{51}$) à trois neutrons ($^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$) dans l'espace de valence, ce qui nous permet, au vu des résultats expérimentaux obtenus sur les noyaux impairs voisins de se limiter aux deux couches les plus basses, *i.e.* les couches $3s_{1/2}$ et $2d_{5/2}$ (*cf.* fig. 4.1).

Pour des noyaux impairs-impairs, l'état fondamental est produit par le couplage du proton et

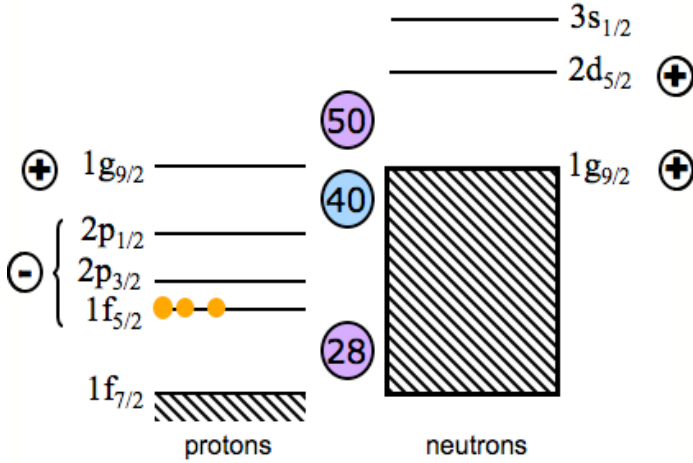


FIGURE 4.1: Schéma de la structure en couche du $^{81}_{31}\text{Ga}_{50}$

du neutron célibataire. Le couplage entre deux nucléons donne naissance à un multiplet d'états de moment angulaire total J variant entre $(j_1^\pi + j_2^\nu)$ et $|j_1^\pi - j_2^\nu|$ où j_i est le moment angulaire total de l'orbitale i . V. Paar [Paa1979] propose que la levée de dégénérescence soit décrit par l'échange de phonons entre le proton (quasiproton), le neutron (quasineutron) et le cœur. Les règles de Paar prennent en compte l'influence d'un couplage quadrupolaire entre la particule et le cœur et d'un couplage entre le spin de la particule au mode vibrationnel du cœur par un phonon 1^+ dit « spin-vibrationnel ». Tout d'abord la partie quadrupolaire de l'interaction proton-neutron va induire une dépendance parabolique en $I(I+1)$ où I est le spin de l'état issu du couplage [Paa1979, Bre1960]. L'amplitude en énergie de la levée de dégénérescence d'origine quadrupolaire δE_2 est donnée par :

$$\delta E_2 = -\alpha_2 \nu \frac{[I(I+1) - j_n(j_n+1) - j_p(j_p+1)]^2 + [I(I+1) - j_n(j_n+1) - j_p(j_p+1)]}{2j_n(2j_n+2)2j_p(2j_p+2)} + \frac{\alpha_2 \nu}{12} \quad (4.1)$$

où j_p , j_n et I sont les moments angulaires de l'orbitale proton, de l'orbitale neutron et du moment angulaire total. ν est une constante qui vaut 1 lorsque l'on couple deux particules (ou deux trous) et -1 lorsque l'on couple une particule et un trou. La constante α_2 (« blocking factor ») est donnée par :

$$\alpha_2 = \alpha_2^0 |(U_{jp}^2 - V_{jp}^2)(U_{jn}^2 - V_{jn}^2)| \quad (4.2)$$

Elle dépend de l'interaction quadrupolaire et de l'énergie du phonon. Nous utiliserons la valeur approchée de $\alpha_2^0 \approx 4$ [Paa1979]. U^2 et $V^2 = 1 - U^2$ sont les taux d'occupation BCS habituels¹

Comme on peut le constater, dans l'équation 4.1, le déplacement en énergie dû à l'échange de phonons a une dépendance quadratique en $I(I + 1)$ d'où l'apparition d'une parabole en $I(I + 1)$. Cette parabole a une concavité positive (ou négative), *i.e.* a un minimum (ou un maximum), pour $\nu = -1$ (ou 1).

La deuxième contribution à la levée de dégénérescence provient du phonon 1^+ et s'écrit :

$$\delta E_1 = \frac{\alpha_1}{(2j_n + 2)(2j_p + 2)} [j_p(j_p + 1) + j_n(j_n + 1) - \xi I(I + 1)] \quad (4.3)$$

où α_1 est donné par :

$$\alpha_1 = \alpha_1^0 4U_{j_p}V_{j_p}U_{j_n}V_{j_n} \quad (4.4)$$

où α_1^0 est aussi une constante qui dépend de l'intensité et l'énergie de l'interaction. En première approximation, nous allons utiliser $\alpha_1^0 \approx \frac{40}{A}$ [Paa1979], avec A le nombre de masse du noyau. La constante ξ est définie par :

$$\xi = \begin{cases} 1 & \text{si } \mathcal{N} = -1, \frac{(2j_n+2)(2j_p+2)}{2j_p 2j_n} & \text{si } \mathcal{N} = 1 \\ -\frac{2j_p+2}{2j_p} & \text{si } \mathcal{N} = 0^-, -\frac{2j_n+2}{2j_n} & \text{si } \mathcal{N} = 0^+ \end{cases} \quad (4.5)$$

avec $\mathcal{N} = j_p - l_p + j_n - l_n$ le nombre de Nordheim. l représente le moment orbital (proton ou neutron). Pour $\mathcal{N} = 0$, l'exposant $+$ ou $-$ est utilisé pour différencier les cas où $j_n - l_n = -\frac{1}{2}$, $j_p - l_p = \frac{1}{2}$ et $j_n - l_n = \frac{1}{2}$, $j_p - l_p = -\frac{1}{2}$ (respectivement). L'amplitude de la levée de dégénérescence pour le phonon 1^+ est une fonction linéaire de $I(I + 1)$. La pente est positive pour $\mathcal{N} = 0$ et négative pour $\mathcal{N} = \pm 1$. Combiné avec le terme quadrupolaire δE_2 , le terme δE_1 décale vers le haut, ou vers le bas, la parabole aux hautes valeurs de spin pour $\mathcal{N} = 0$ ou 1 (respectivement).

1. Par exemple : $U_{j_p}^2$ est, approximativement, le nombre de protons dans l'orbital j_p divisé par le nombre maximal possible de protons dans cette orbitale ($= 2j_p + 1$). Pour les trous, nous pouvons faire la même chose ce qui donne $V^2 = 1 - U^2$.

4.1.2 Noyau de $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$

Etat fondamental du noyau de $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$

Pour décrire le $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$, nous allons considérer un cœur de $^{78}_{28}\text{Ni}_{50}$ avec trois protons et trois neutrons supplémentaires. La figure 4.1, nous indique que les trois neutrons sont dans la couche $1f_{5/2}$. Pour les neutrons, la grande proximité en énergie des états de particule individuelle $2d_{5/2}$ et $3s_{1/2}$ nous oblige à considérer plusieurs hypothèses différentes sur la configuration des neutrons. Tout d'abord, la plus simple est de conserver l'ordre des couches inchangé. Dans ce cas, les trois neutrons sont dans la couche $2d_{5/2}$. Pour cette configuration $(\pi 1f_{5/2})^3 \otimes (\nu 2d_{5/2})^3$, les règles de Paar prédisent une courbe croissante avec le spin. Et l'état le plus favorisé (ou le moins défavorisé) a un spin 0^- (*cf.* tab.4.1).

Cette prédiction est en accord avec la proposition d'assignation que nous avons avancée pour l'état fondamental du $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$, c'est à dire un spin 0^- pour l'état fondamental.

Spin	$\delta E_1 + \delta E_2$ (MeV)
0^-	0,170
1^-	0,197
2^-	0,251
3^-	0,333
4^-	0,442
5^-	0,578

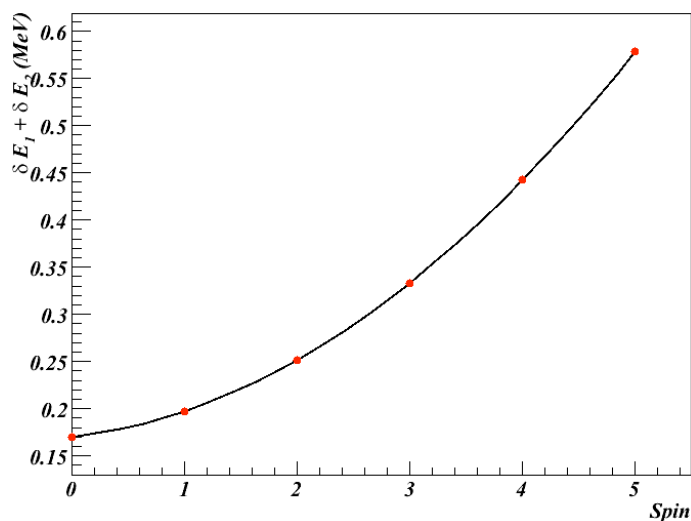


TABLE 4.1: Tableau récapitulant les spins et les énergies pour les états issus de la levée de dégénérescence prédite par les règles de Paar dans le cadre d'une configuration $(\pi 1f_{5/2})^3 \otimes (\nu 2d_{5/2})^3$. Sur la droite est représenté la parabole obtenue par le calcul.

Etat isomérique du noyau de $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$: étude de la configuration $(\pi 1f_{5/2})^3 \otimes (\nu 3s_{1/2})^1$

Dans son travail, D. Verney *et al.* [Ver2007] avaient suggéré l'imminence d'un croisement des couches $3s_{1/2}$ et $2d_{5/2}$ pour $Z=31$. Or l'appariement est plus fort dans la $2d_{5/2}$ que dans la $3s_{1/2}$. Cela implique la promotion d'un neutron de la couche $2d_{5/2}$ vers la couche $3s_{1/2}$, pour permettre d'apparier deux trous dans la couche $2d_{5/2}$, serait avantageée. Mais cette configuration n'est pas nécessairement énergétiquement la plus favorable : elle dépend de l'importance relative entre la

séparation en énergie entre les deux états de particule individuelle et de l'énergie d'appariement dans la couche $2d_{5/2}$. Dans ce cas, nous aurions la configuration suivante : $(\pi 1f_{5/2})^3 \otimes (\nu 3s_{1/2})^1$. Et les règles de Paar montrent un état 2^- (cf. tab.4.2) pour la plus faible énergie.

Spin	$\delta E_1 + \delta E_2$ (MeV)
2^-	0,623
3^-	1,031

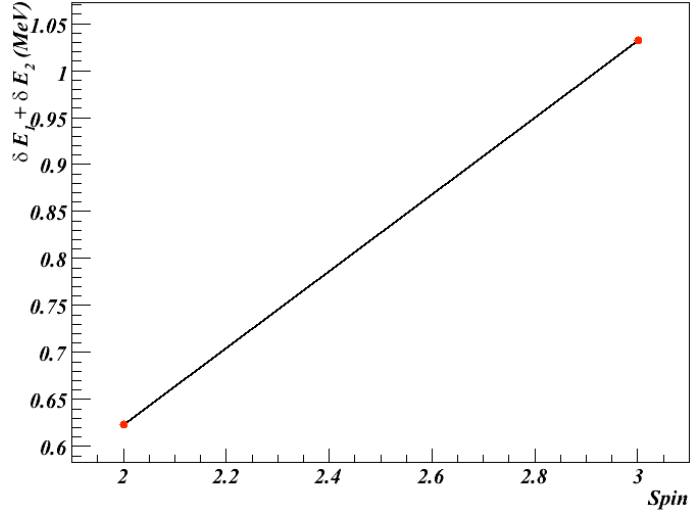


TABLE 4.2: Tableau récapitulant les spins et les énergies pour les états issus de la levée de dégénérescence prédite par les règles de Paar dans le cadre d'une configuration $(\pi 1f_{5/2})^3 \otimes (\nu 3s_{1/2})^1$.

Cependant, l'existence d'un isomère nécessite un spin plus élevé. Sinon, il serait susceptible de décroître vers l'état fondamental, par une transition E2, avant de décroître par émission β et ne serait pas de fait isomérique. Les deux configurations que nous venons d'envisager sont très proches en énergie à cause de la grande proximité en énergie des états de particule individuelle des couches $3s_{1/2}$ et $2d_{5/2}$. Par conséquent, les états issus des différents multiplets doivent interagir entre eux. Il n'est pas impossible que cette interaction entre les deux multiplets ait tendance à favoriser un état 3^- pour la configuration $(\pi 1f_{5/2})^3 \otimes (\nu 3s_{1/2})^1$. Cela nous permet de proposer le schéma de niveaux de la figure 4.2 pour le $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$. Cependant, cela implique que la configuration $(\pi 1f_{5/2})^3 \otimes (\nu 3s_{1/2})^1$ n'est pas la plus favorable énergétiquement. La conséquence immédiate est que la couche $3s_{1/2}$ se trouve toujours au dessus de la couche $2d_{5/2}$.

Etat isomérique du noyau de $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$: étude de la configuration $(\pi 2p_{3/2})^1 \otimes (\nu 2d_{5/2})^3$

Nous savons aussi que les couches protons $1f_{5/2}$ et $2p_{3/2}$ sont séparées de 1,153 MeV [Ver2007]. Le fait que la configuration $(\pi 1f_{5/2})^3 \otimes (\nu 3s_{1/2})^1$ soit défavorisée énergétiquement (1,031 MeV pour l'état 3^- cf. tab. 4.2) ainsi que l'absence d'information sur l'écart en énergie entre les couches neutron $2d_{5/2}$ et $3s_{1/2}$ nous conduit à considérer la configuration produite par la promotion d'un proton de la couche $1f_{5/2}$ vers la couche $2p_{3/2}$ couplé à un neutron dans la couche

$2d_{5/2}$. Les règles de Paar appliquées à cette configuration montrent un spin 4^- pour l'état de plus faible énergie (*cf.* fig. 4.3). Ce calcul favorise donc naturellement un spin suffisam-

Spin	$\delta E_1 + \delta E_2$ (MeV)
1^-	0,092
2^-	-0,018
3^-	-0,183
4^-	-0,403

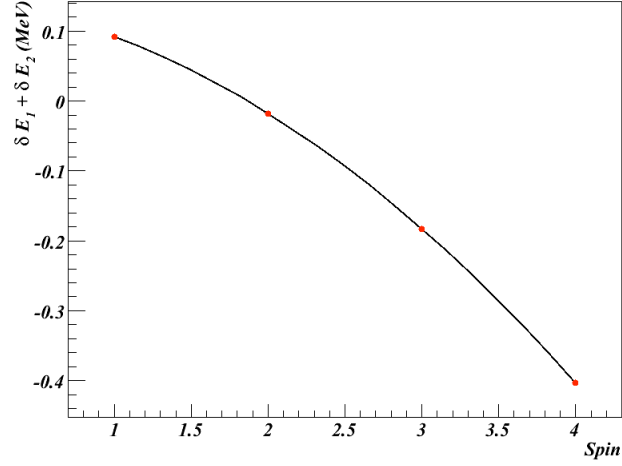
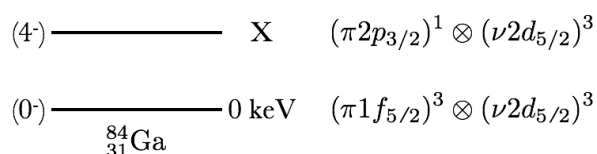


TABLE 4.3: Tableau récapitulant les spins et les énergies pour les états issus de la levée de dégénérescence prédite par les règles de Paar dans le cadre d'une configuration $(\pi 1f_{5/2})^3 \otimes (\nu 3s_{1/2})^1$.

ment élevé pour que l'état produit par cette configuration soit un isomère. En reprenant l'écart $\pi 1f_{5/2} - \pi 2p_{3/2}$ de 1,153 MeV [Ver2007] et la valeur d'énergie résiduelle du tableau 4.3, on trouve l'état 4^- à $1,153 - 0,403 = 0,75$ MeV d'énergie d'excitation. Or l'état 3^- produit par la configuration $(\pi 1f_{5/2})^3 \otimes (\nu 3s_{1/2})^1$ se trouve à une énergie $X + 1,031$ MeV. Par conséquent, l'état 4^- issu de la configuration $(\pi 2p_{3/2})^1 \otimes (\nu 2d_{5/2})^3$ est favorisé énergétiquement. De plus, à partir d'un spin 4^- , la décroissance β va principalement alimenter un état 4^+ qui va alors se désexciter vers le premier état 2^+ du noyau fils. Ainsi, les transitions $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ et $2_1^+ \rightarrow 0^+$ seront alimentées de manière égale, ce qui a été observé expérimentalement (*cf.* § 3.2.2).

Conclusion sur la structure de l'état isomérique de $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$

La comparaison des deux configurations $(\pi 2p_{3/2})^1 \otimes (\nu 2d_{5/2})^3$ et $(\pi 1f_{5/2})^3 \otimes (\nu 3s_{1/2})^1$ conduit à proposer un spin 4^- pour l'état isomérique de $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$. La configuration $(\pi 2p_{3/2})^1 \otimes (\nu 2d_{5/2})^3$ permet de retrouver de manière directe un spin suffisamment élevé pour obtenir un état isomérique. De plus, l'alimentation des transitions à 624,3 keV et 1046,1 keV observée expérimentalement favorise l'hypothèse de la décroissance β à partir d'un état 4^- . Par conséquent, nous sommes en mesure de proposer un premier schéma de niveau pour le $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$ représenté sur la figure 4.2.



4.1.3 Noyau de ${}^{84}_{33}\text{As}_{51}$

Mais cette « simplicité » est vite mise en déroute avec la configuration des protons. Ainsi, la situation est plus compliquée : tout d'abord, la décroissance radioactive du $^{81}_{30}\text{Zn}_{51}$ a permis de montrer qu'à proximité de $N=50$, la couche $1f_{5/2}$ était en dessous de la $2p_{3/2}$. Cependant, un spin $\frac{3}{2}^-$ a été assigné à l'état fondamental de l' $^{83}_{33}\text{As}_{50}$ [MGP]. Ce spin impliquerait la promotion du 33^{ème} proton dans la couche $2p_{3/2}$ pour permettre l'appariement de deux trous dans la $1f_{5/2}$. Cette entorse au remplissage des couches nous a conduit à comparer deux configurations possibles pour le noyau de $^{84}_{33}\text{As}_{51}$. La première configuration possible est donc $(\pi 1f_{5/2})^{-1} \otimes (\nu 2d_{5/2})^1$ tout simplement. Les règles de Paar favorise un spin 3^- (cf. tab. 4.4) pour l'état fondamental. La deuxième est $(\pi 2p_{3/2})^1 \otimes (\nu 2d_{5/2})^1$ pour laquelle les règles de Paar favorisent un spin 4^-

Etude de la configuration $(\pi 1 f_{5/2})^{-1} \otimes (\nu 2 d_{5/2})^1$

La première constatation qui doit sortir de cette assignation est la concordance les valeurs des énergies pour les états excités. En effet, en normalisant les valeurs du tableau 4.4 à l'énergie de

Spin	$\delta E_1 + \delta E_2$ (MeV)
0^-	0,365
1^-	0,287
2^-	0,166
3^-	0,073
4^-	0,110
5^-	0,418

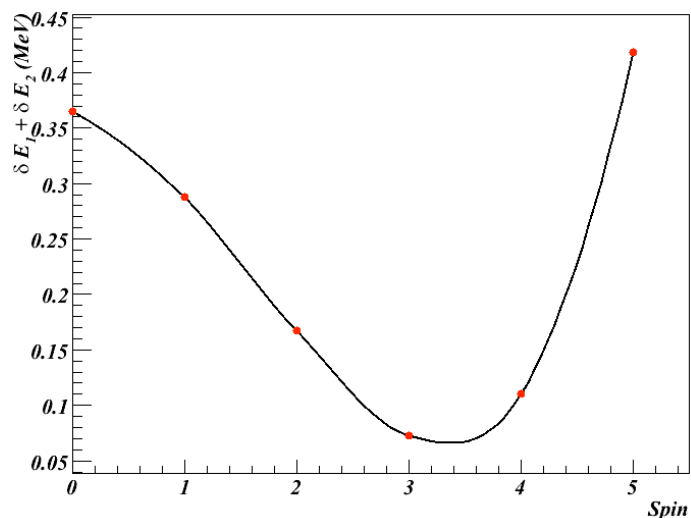


TABLE 4.4: Tableau récapitulant les spins et les énergies pour les états issus de la levée de dégénérescence prédite par les règles de Paar dans le cadre d'une configuration $(\pi 1f_{5/2})^{-1} \otimes (\nu 2d_{5/2})^1$.

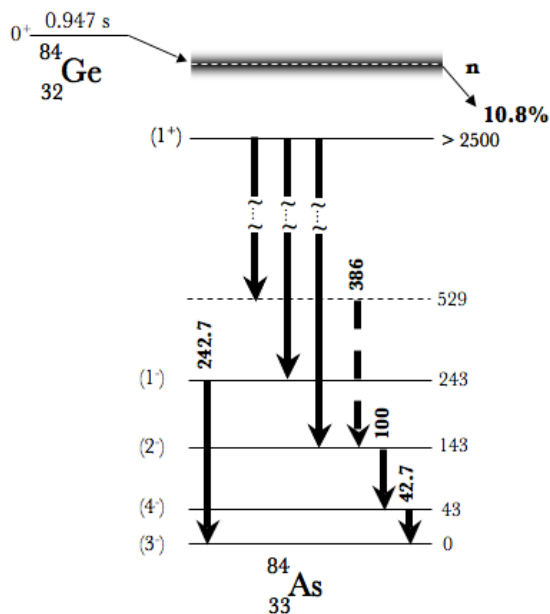


FIGURE 4.3: Schéma de niveaux proposé pour le $^{84}_{33}\text{As}_{51}$ basé sur une configuration $(\pi 1f_{5/2})^{-1} \otimes (\nu 2d_{5/2})^1$.

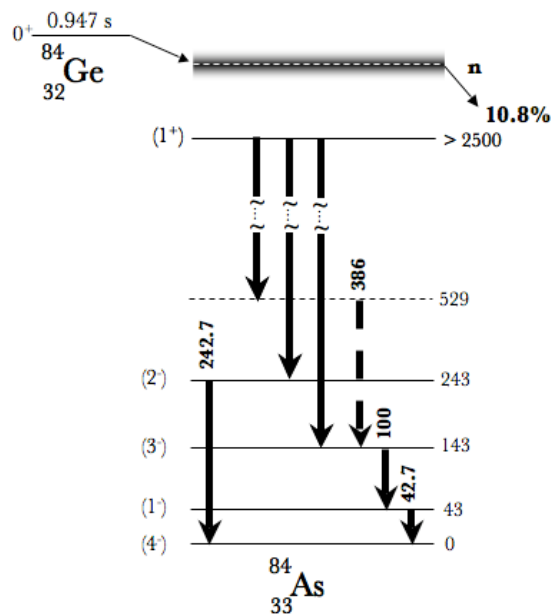


FIGURE 4.4: Schéma de niveaux proposé pour le $^{84}_{33}\text{As}_{51}$ basé sur une configuration $(\pi 2p_{3/2})^1 \otimes (\nu 2d_{5/2})^1$.

l'état 3^- , les règles de Paar prédisent des états excités à : 37, 93 et 214 keV. Ces valeurs sont entièrement compatibles avec les mesures expérimentales. Cet excellent accord peut être fortuit mais il est séduisant. La deuxième constatation vient des multipolarités des transitions entre les différents états excités. Avec cette assignation : à partir de l'état 1^+ , nous alimentons un état 1^- et un état 2^- par une transition E1. L'état, d'énergie 243 keV, décroît vers le fondamental

par une transition E2. L'état à 143 keV décroît vers l'état à 43 keV *via* une transition E2. Enfin, l'état à 43 keV décroît vers le fondamental par une transition M1. Cet ordre des spins est compatible avec les multipolarités les plus probables des transitions observées.

Etude de la configuration $(\pi 2p_{3/2})^1 \otimes (\nu 2d_{5/2})^1$

La deuxième configuration possible $(\pi 2p_{3/2})^1 \otimes (\nu 2d_{5/2})^1$, donnerait, d'après les règles de Paar, plutôt un spin 4^- (*cf.* tab. 4.5). Quelque soit la configuration, elles donnent accès aux même spins, *i.e.* $(1, 2, 3, 4)^-$, pour les états excités qui résultent de ce couplage.

Spin	$\delta E_1 + \delta E_2$ (MeV)
1^-	-0,073
2^-	0,007
3^-	-0,024
4^-	-0,351

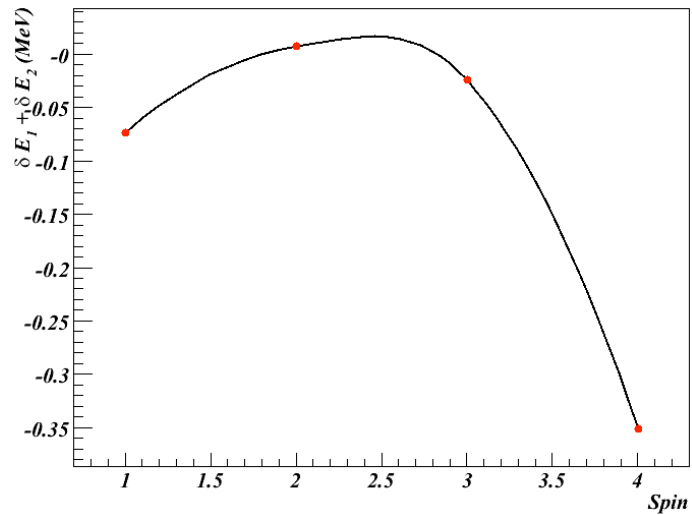


TABLE 4.5: Tableau récapitulant les spins et les énergies pour les états issus de la levée de dégénérescence prédite par les règles de Paar dans le cadre d'une configuration $(\pi 2p_{3/2})^1 \otimes (\nu 2d_{5/2})^1$.

Suite à cette lecture du schéma de niveaux d'aucun pourrait considérer que cette configuration permet d'expliquer les états excités de ce noyau. Mais l'état de particule individuelle $2p_{3/2}$ est attendu environ 1 MeV au dessus de la couche $1f_{5/2}$ [Ver2007]. La configuration $(\pi 2p_{3/2})^1 \otimes (\nu 2d_{5/2})^1$ implique de promouvoir un proton de la couche $1f_{5/2}$ vers la couche $2p_{3/2}$ et de permettre l'appariement de trous dans la couche $1f_{5/2}$. Or D. Verney *et al.* ont montré que cette énergie d'appariement était de l'ordre de -1,44 MeV pour la couche $1f_{5/2}$ [Ver2007]. Par conséquent, l'énergie nécessaire pour obtenir la configuration $(\pi 2p_{3/2})^1 \otimes (\nu 2d_{5/2})^1$ est $1,15 + (-1,44) = -0,290$ MeV. Ce calcul montre qu'elle est favorisée (de peu) énergétiquement par rapport à la configuration $(\pi 1f_{5/2})^1 \otimes (\nu 2d_{5/2})^1$. Si cela explique le spin de l'état fondamental du noyau ^{83}As , cette configuration n'est pas compatible avec les observations expérimentales ! A titre d'illustration, j'ai assigné les spins obtenus par les règles de Paar au schéma

de niveaux sur la figure 4.4. L'alimentation de l'état à 243 keV, depuis l'état 1^+ à haute énergie, se fait au travers d'une transition de type E1 (la plus probable). Toutefois, l'alimentation de l'état à 143 keV, à partir du même hypothétique 1^+ , nécessite une transition de type M2. Puis l'état à 143 keV serait contraint de décroître *via* une transition E2 vers l'état à 43 keV qui, lui, décroîtrait sur l'état fondamental *via* une transition de type M3! Pour chaque transition, nous avons une multipolarité différente. Et la transition de multipolarité M3 donnerait un isomère qui ne serait pas observé en coïncidence $\gamma - \gamma$. De plus, les règles de Paar ne reproduisent pas du tout l'écart entre les états : nous devrions avoir un triplet d'état au-dessus de l'état fondamental.

Conclusion sur la configuration des états du noyau $^{84}_{33}\text{As}_{51}$

En conclusion, seule la configuration $(\pi 1f_{5/2})^{-1} \otimes (\nu 2d_{5/2})^1$ est compatible avec l'observation expérimentale. Mais la configuration $(\pi 2p_{3/2})^1 \otimes (\nu 2d_{5/2})^1$ est sûrement proche. Et l'expérience ne nous permet pas d'exclure un mélange entre les deux. Le schéma de niveaux résultant de cette discussion et concernant les propositions de spin-parité est présenté sur la figure 4.5.

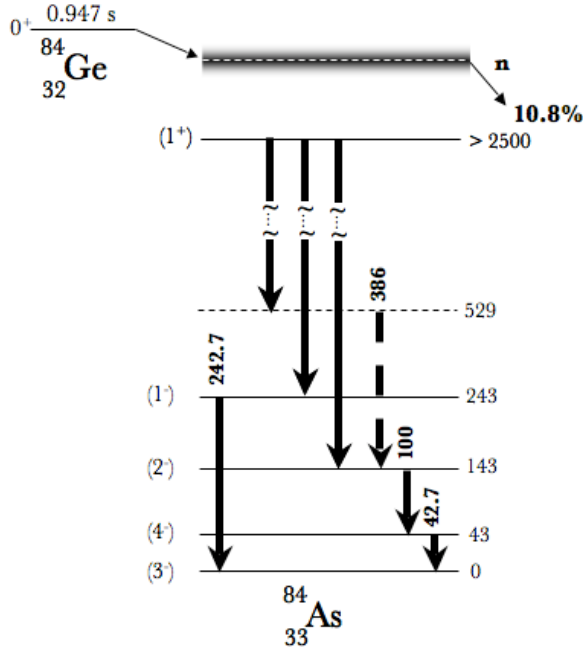


FIGURE 4.5: Schéma de niveaux proposé pour le $^{84}_{33}\text{As}_{51}$.

4.2 Noyau de $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$

Le noyau de $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$ est le dernier de la masse 84 qu'il nous reste à étudier. Au cours de la décroissance de l'isomère du $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$, nous avons alimenté deux transitions : une à 624 keV

et une à 1046 keV. La statistique était insuffisante pour affirmer, ou infirmer, que ces deux transitions sont en coïncidences. Dans le chapitre précédent, je me suis contenté de l'hypothèse où nous considérons un état 2^+ et 4^+ . Or il existe plusieurs possibilités pour construire le schéma de niveaux du $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$. Elles sont toutes représentées sur la figure 4.6. Ainsi, pour asseoir notre première hypothèse, nous avons vérifié la validité de chacune d'entre elles.

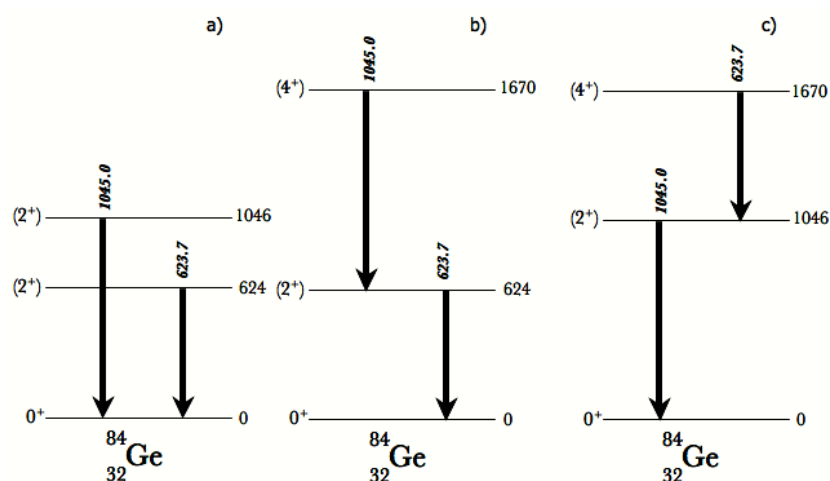


FIGURE 4.6: Hypothèses plausibles pour la construction du schéma de niveaux du $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$.

4.2.1 Discussion sur l'énergie du premier niveau excité

Afin d'interpréter les résultats que nous avons obtenus, nous avons comparé le noyau $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$ aux noyaux isotones voisins $N=52$ ainsi qu'aux isotopes voisins de germanium ($Z=32$). Ainsi, sur les figures 4.7 et 4.8, sont représentées les systématiques des états des noyaux pairs-pairs appartenant à la chaîne isotopique du germanium et à la chaîne isotonique $N=52$. C'est à partir de l'ensemble de ces résultats qu'il faut construire un schéma de niveaux « acceptable » pour le $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$. Pour commencer, je me permets de rejeter une des trois hypothèses : l'hypothèse c) avec le premier état 2^+ à 1046 keV. En effet, une telle énergie pour l'état 2^+_1 du premier noyau pair-pair après le passage de $N=50$ serait une indication que $N=52$ est magique au niveau de la chaîne isotopique des germanium, ce qui est en contradiction avec les résultats qui ont été obtenus précédemment. En effet, nous avons vu dans le premier chapitre, que tous les résultats, obtenus tant à PARRNe qu'à ISOLDE, plaident en faveur d'un maintien de $N=50$ jusqu'à $Z=30$. Il nous reste alors deux possibilités.

Si l'on observe la figure 4.7, on remarque que tout le long de la chaîne, l'énergie du premier état excité 2^+_1 diminue avec l'exotécité. A chaque perte de proton, l'énergie diminue d'environ 70 keV. Si cette tendance se poursuit, alors nous pouvons attendre naïvement une énergie de $704 - 70 = 634$ keV très compatible avec notre transition observée à 624 keV ! Il semble alors raisonnable de considérer que le premier état excité du noyau pair-pair $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$ soit à 624 keV.

4.2.2 Discussion sur la possibilité d'un deuxième état 2^+

La deuxième hypothèse, basée sur l'étude de la figure 4.7, que nous considérons (hypothèse a) conduit à l'assignation d'un spin 2^+ pour le deuxième état excité.

Indices en faveur d'un deuxième état 2^+

En effet, sur cette figure 4.7 on peut observer que le deuxième état 2^+_2 est particulièrement haut en énergie (1847 keV pour le ^{92}Zr). Toutefois, cet état aussi voit son énergie diminuer avec la perte de protons depuis le ^{90}Sr . Si nous extrapolons l'énergie d'un deuxième état 2^+ dans le germanium à partir de cette systématique, alors nous nous attendons à avoir l'état 2^+_2 à $1643 - 2 \times (1892 - 1643) = 1146$ keV. Je rappelle que nous observons une transition à 1046 keV. Encore une fois, il est raisonnable de penser que le deuxième état mis en évidence expérimentalement est aussi un état 2^+ . Et la figure 4.8 ne nous permet pas de réaliser de telles extrapolation sur la chaîne isotopique des germanium. En effet, le passage de $N=50$ coupe les tendances générales de la collectivité. Cependant, on peut s'apercevoir que, depuis la vallée de stabilité, les deuxièmes états excités des isotopes de germanium sont des 2^+ .

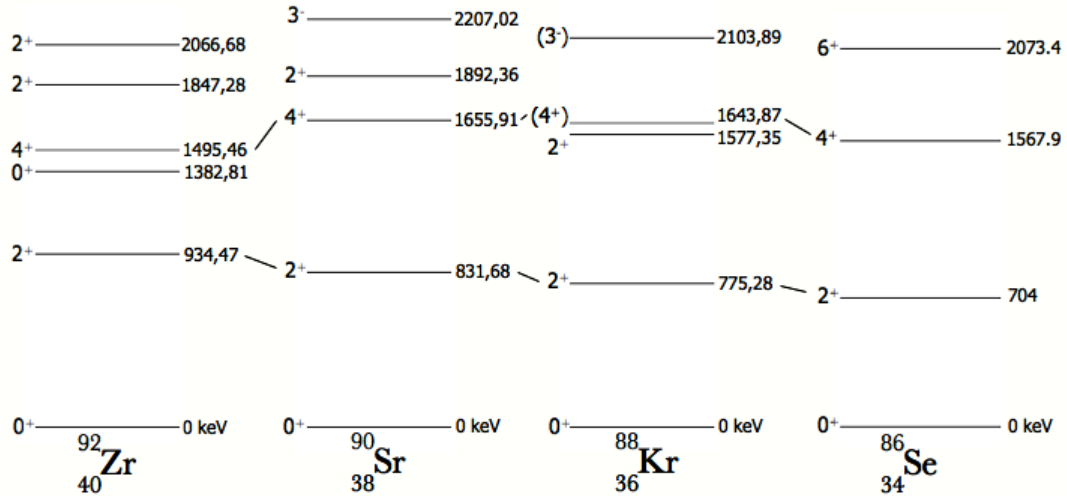


FIGURE 4.7: Systématique des états excités des noyaux pairs-pairs appartenant à la chaîne isotonique $N=52$ [Bag].

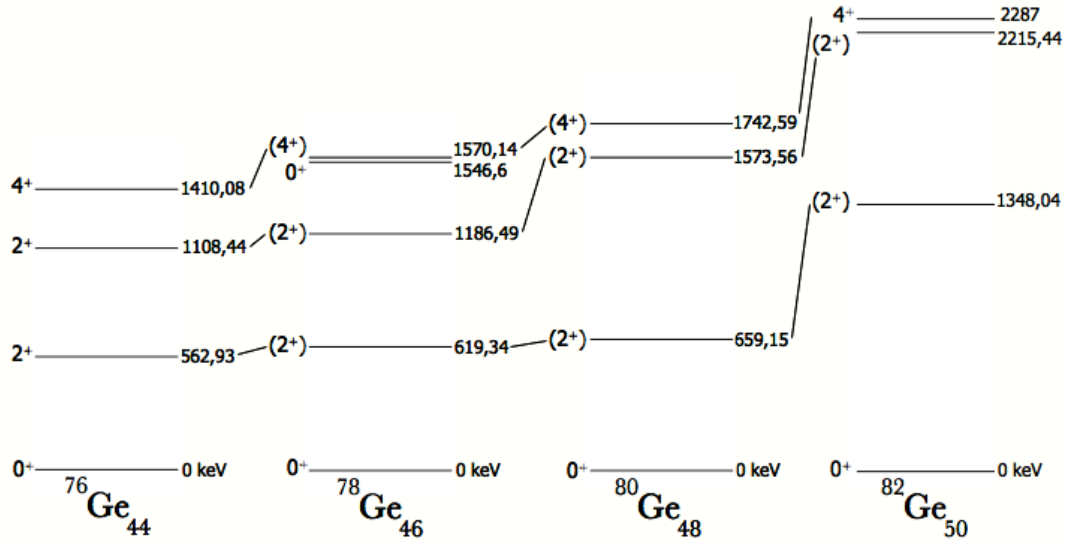


FIGURE 4.8: Systématique des états excités des noyaux pairs-pairs appartenant à la chaîne isotopique $Z=32$ [Bag].

Indices contre un deuxième état 2^+

Toutefois, un nuage noir se dresse à l'horizon radieux de cette assignation. Sur l'ensemble des deux chaînes, les deux états 2^+ communiquent entre eux via une transition qui est plus intense que la transition $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$. Dans notre cas, nous devrions avoir une transition à $1046 - 624 = 422$ keV, *a priori* plus intense que la transition à 1046 keV. Cette transition n'apparaît pas du tout dans notre spectre et elle n'a pas non plus été vue a ISOLDE [PU108]. Ensuite, si l'on considère la systématique des énergies des états 2_2^+ pour la chaîne isotopique des germanium, on peut s'apercevoir qu'un deuxième état 2^+ placé à une énergie de 1046 keV créerait un état très bas en énergie comparativement à ce qui est observable avant $N=50$. Enfin,

à ISOLDE, la décroissance β^-n du $^{85}_{31}\text{Ga}_{54}$ a été observée. Dans cette décroissance, la transition à 624 keV a été fortement alimentée mais pas la transition à 1046 keV. Pourtant, en partant du même spin pour l'état fondamental du $^{85}_{31}\text{Ga}_{54}$, les deux états devraient être alimentés, s'ils étaient tous deux de spin 2^+ .

Conclusion sur l'hypothèse d'un deuxième état 2^+

Les derniers indices qui ont été mis en lumière dans le paragraphe précédent sont intraitables! L'hypothèse d'un deuxième état 2^+ n'est expérimentalement pas valable, et ce sont autant d'arguments en faveur d'un état 4^+ à 1670 keV. D'aucun pourrait souligner que les deux transitions sont d'égale intensité. En effet, pondérée par l'efficacité, on trouve : 6291 ± 534 γ émis pour la transition à 624 keV et 7142 ± 714 γ émis dans la transition à 1046 keV. Or, on attendrait que la transition à 624 keV soit légèrement plus intense. Heureusement, la faible intensité des deux raies observées (10% d'incertitude sur l'intégrale des pics) ne nous permet pas d'être aussi affirmatif sur l'égale alimentation des deux états.

4.2.3 Discussion sur l'attribution d'un spin-parité 4^+ au deuxième état

A cet argument près, il y a d'autres indices qui nous confirment l'observation des états 2^+_1 et 4^+_1 . Tout d'abord, dans la systématique de la figure 4.7, nous pouvons constater la présence de l'état 4^+ à une énergie moyenne de 1600 keV. Cette valeur est en accord avec celle que nous observons. De plus, si nous calculons la tendance des rapports des énergies $E(4^+)/E(2^+)$ pour la chaîne des isotopes de germanium, on obtient la tendance représentée sur la figure 4.9. Sur cette figure, trois courbes sont représentées. Tout d'abord la courbe des énergies des premiers états excités 2^+ . Sur cette courbe, j'ai rajouté le point correspondant au $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$. On s'aperçoit que l'énergie du premier état excité du ^{82}Ge est un maximum pour cette courbe. Ce qui illustre parfaitement la magie de ce noyau. Il en va de même pour l'énergie de l'état 4^+ pour la courbe correspondante de la même figure. Enfin, la troisième courbe représente le rapport des énergies du premier état 4^+ sur l'énergie du premier état 2^+ . La valeur de ce rapport permet d'illustrer le type d'excitation collective du noyau vibrationnelle ou rotationnelle comme le montre la figure 4.10 extraite de [Cas90]. Le cas c de la figure 4.6, implique un rapport $E(4^+)/E(2^+) = 1,56$. Cette valeur de rapport est caractéristique d'un noyau magique. Encore une fois, ce serait un indice pour la magie de N=52 qui n'est pas en adéquation avec les résultats obtenus précédemment.

Ainsi sur la courbe, on peut constater qu'elle présente un minimum pour le germanium 82.

2. Je n'ai pas évoqué le cas où deux états 2^+ seraient l'un au-dessus de l'autre : mais les mêmes arguments suffisent pour rejeter cette possibilité.

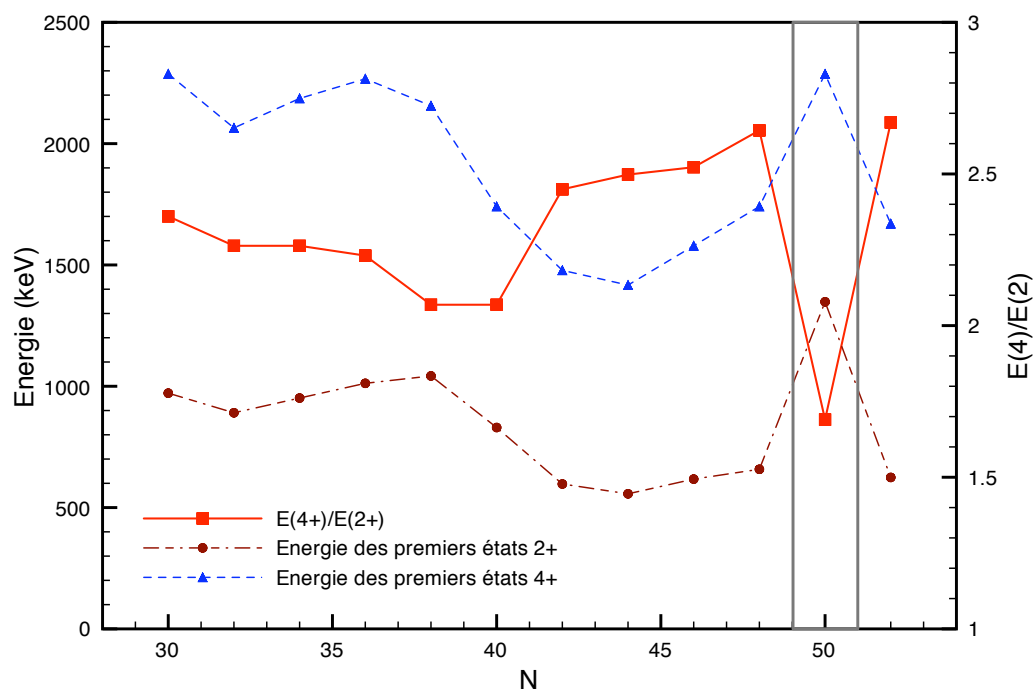


FIGURE 4.9: Systématique des énergies des états excités des noyaux pairs-pairs appartenant à la chaîne isotopique $Z=32$.

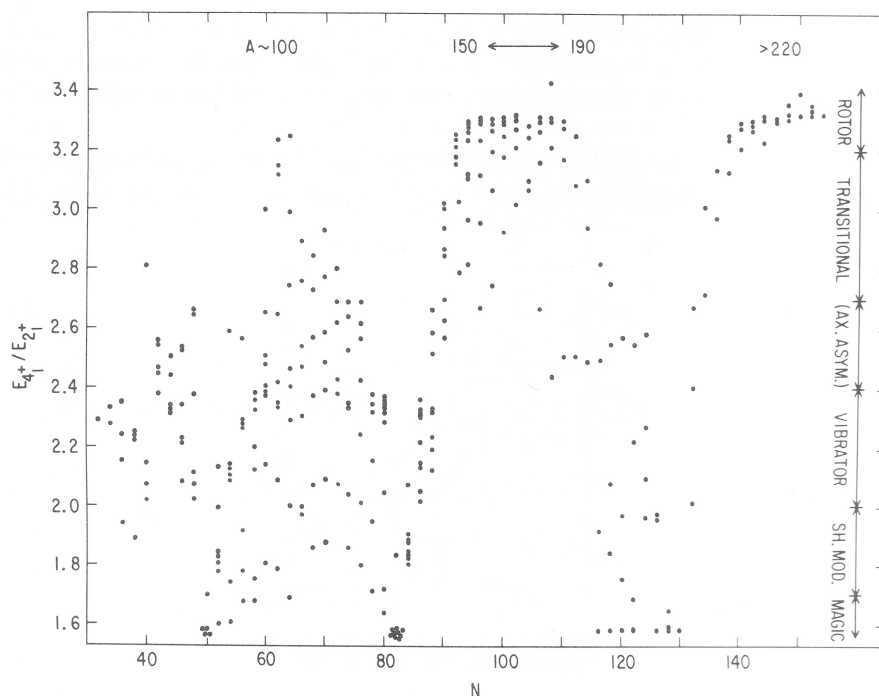


FIGURE 4.10: Valeur du rapport E_{4+}/E_{2+} en fonction du nombre de neutron. Sur cette figure ne sont présentés que des noyaux ayant plus de 30 neutrons. Extrait de [Cas90].

Le rapport des énergies vaut 1,64. Cette valeur, d'après la courbe 4.10, est caractéristique d'un noyau magique. Cette information est redondante mais vient confirmer tous les indices précédents de la magie du noyau de $^{82}_{32}\text{Ge}_{50}$.

4.2.4 Conclusion

Tous les indices nous laissent penser que nous avons observé le premier état excité 2^+ ainsi que le premier état excité 4^+ du noyau de $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$. Par conséquent, nous pouvons proposer le schéma de niveaux de la figure 4.11

A partir de ces états 4^+ et 2^+ nous sommes en mesure de déterminer que le rapport des

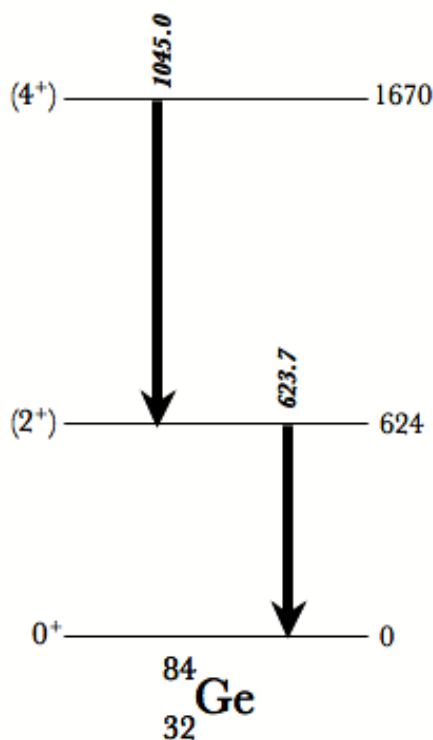


FIGURE 4.11: Schéma de niveaux proposé pour le $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$ d'après l'ensemble des considérations que nous venons de présenter.

énergies vaut 2,67 (*cf.* fig. 4.9). D'après la figure extraite du livre de R. F. Casten [Cas90] (fig. 4.10), cela signifie que nous avons un noyau asymétrique axial. Dans sa thèse, O. Perru présente des résultats issus de calculs Hartree-Fock-Bogoliubov, avec la force D1S de Gogny, permettant d'appréhender la dynamique de ces noyaux. La figure 4.12 présente la cartographie des potentiels d'énergie en fonction de la déformation pour les noyaux de $^{82-84-86}\text{Ge}$.

Ces cartes de potentiels mettent en évidence la sphéricité caractéristique d'un noyau magique pour le $^{82}_{32}\text{Ge}_{50}$. Mais surtout elles illustrent l'apparition de la collectivité au-delà de $N=50$. Ainsi, ce calcul prédit un noyau de type « γ -mou » pour le ^{84}Ge qui réalise la transition vers l'apparition de la triaxialité dès le ^{86}Ge .

Pour décrire la vibration dynamique d'un noyau en fonction du degré de liberté γ , il existe

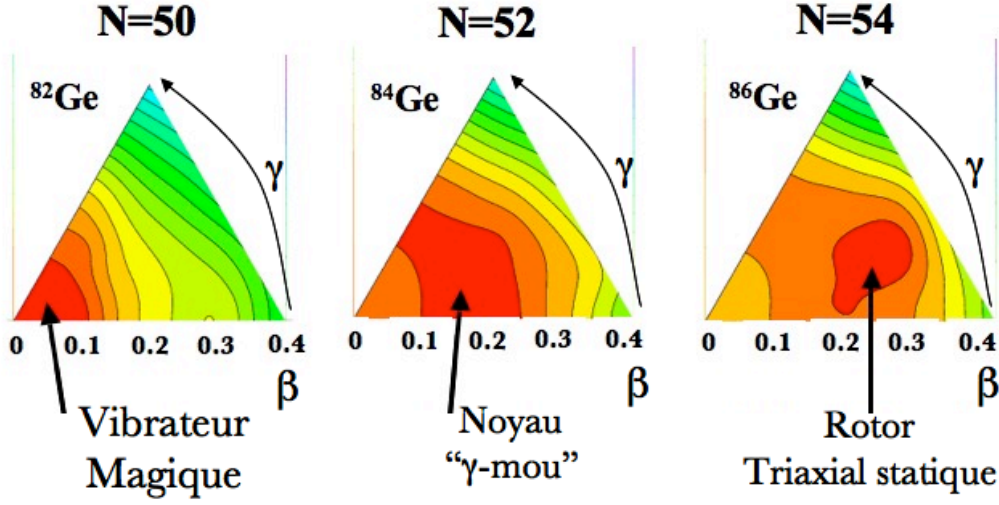


FIGURE 4.12: Cartographie des potentiels de $^{82-84-86}\text{Ge}$, en fonction de la déformation β pour $0 \leq \gamma \leq 60$. Chaque ligne correspond à une équipotentielle distante de 1 MeV ; les plus petites valeurs de potentiel sont en gris clair et augmentent jusqu'au gris foncé. Le nom du noyau est indiqué au dessus du potentiel.

un modèle développé par J. Wilets et M. Jean [Wil1956]. L'instabilité γ complète se distingue par un potentiel nucléaire formant une vallée le long du paramètre γ centrée autour d'une valeur de β . Ainsi le noyau oscille doucement entre des valeurs de γ allant de 0° à 60° . Et dans le cas, les énergies « rotationnelles » sont données par :

$$E(\Lambda)_{W-J} = \vartheta \Lambda(\Lambda + 3) \quad (4.6)$$

où ϑ est une constante similaire à $\hbar^2/2I$ et les niveaux sont classés en fonction du nombre quantique Λ . Les niveaux yrast (ce qui est notre cas) ont $J = 2\Lambda$.

La description d'un noyau γ -mou, dans le cadre de ce modèle, implique de trouver un rapport $E(4^+)/E(2^+)$ égal à 2,5. Cette valeur est entièrement compatible avec celle trouvée expérimentalement. Par conséquent, cette évaluation phénoménologique de la collectivité dans le noyau de $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$ est en accord après les prédictions apportées par le calcul HFB présenté sur la figure 4.12. Donc les premières informations expérimentales obtenues sur le noyaux de $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$ indique l'apparition de la collectivité dès l'entrée dans le nouvel espace de valence qui s'ouvre au-delà de $N=50$. La figure 4.12, indique que le noyau de ^{86}Ge présenterait une déformation statique triaxial importante avec un paramètre de déformation β non nul [Per2004].

Si nous insérons les nouvelles données expérimentales, obtenues dans la décroissance β^- de l'état isomérique du ^{84}Ga , dans la systématique des rapports $E(4)/E(2)$ pour la chaîne isotopique $N=52$, nous trouvons la courbe de la figure 4.13. Tout d'abord, on peut constater que le rapport tombe à une valeur de 1,6 pour le noyau de ^{92}Zr ce qui indique un effet de sous-couche pour $Z=40$ marqué. Puis, ce rapport augmente vers $Z=28$. Nous savons, que le nombre $N=50$ reste magique au niveau de la chaîne isotopique des zinc. Cependant, avec l'éloignement à la

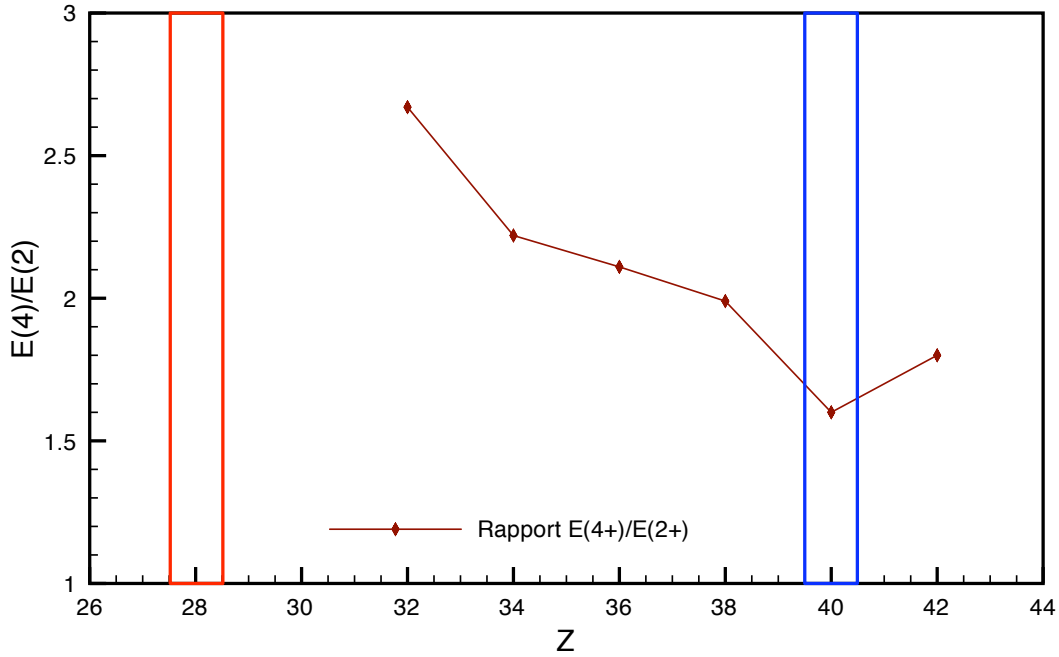


FIGURE 4.13: Systématique des énergies des états excités des noyaux pairs-pairs appartenant à la chaîne isotonique $N=52$.

vallée de stabilité, les isotones $N=52$ présente un caractère collectif de plus en plus marqué et semble ignorer l'approche de la fermeture de couche $Z=28$. Par conséquent, ce résultat peut prétendre à un indice sur l'affaiblissement du gap $Z=28$ dont on trouve des traces dans les résultats de J. Van de Walle [VdW2007] et D. Verney [Ver2007] et [SoPo20]. Toutefois, seule l'étude du ^{82}Zn , et bien sûr du $^{78}\text{Ni}_{50}$, pourrait donner une réelle indication sur la collectivité à l'approche de $Z=28$.

4.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons essayé d'apporter des indications sur la structure des noyaux de la masse 84. Pour l'arsenic, nous avons montré que la structure à basse énergie est vraisemblablement issue d'une configuration $(\pi 1f_{5/2})^{-1} \otimes (\nu 2d_{5/2})^1$. Cependant la configuration $(\pi 2p_{3/2})^1 \otimes (\nu 2d_{5/2})^1$ semble proche en énergie. Par conséquent, cette configuration doit aussi jouer un rôle dans le schéma de niveaux du $^{84}_{33}\text{As}_{51}$. Les deux configurations que nous avons proposées confirment l'ordre établi pour les états de particule proches, c'est à dire que le gap $Z=28$ est suivi des états de particule $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$.

Nous avons, aussi, déterminé la configuration à l'origine de l'état fondamental du $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$ $(\pi 1f_{5/2})^1 \otimes (\nu 2d_{5/2})^1$ et de son isomère $(\pi 1f_{5/2})^1 \otimes (\nu 3s_{1/2})^1$. La présence de cet isomère nous a permis de mieux comprendre la structure du $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$. La confrontation de différents arguments expérimentaux nous permet d'affirmer que nous avons observé les états 2_1^+ et 4_1^+ de ce

noyau. A partir de cette conclusion, le rapport des énergies à mis en évidence **l'apparition de la collectivité** qui était attendue au passage de N=50. Et l'évolution de cette collectivité à l'approche de Z=28 peut prétendre à l'affaiblissement de ce dernier.

Toutes ces conclusions ont pu être proposées grâce à une acquisition de données réalisée avec 18 heures de faisceau et une intensité, pour le faisceau d'électrons, réduite à 1 μA au cours d'un test de radioprotection. La confirmation de résultats ne passera que par la réalisation d'une expérience « complète » de décroissance β du $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$. Avec une statistique sensiblement augmentée, nous ne devrions plus avoir de difficulté à confirmer nos attributions et peut-être même à apporter de nouveaux résultats !

Cependant, mon travail n'est pas terminé. Il me reste à me pencher sur la structure du $^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$. Afin de valider l'hypothèse d'une structure en couplage faible dans la chaîne N=51, j'ai du procédé à un calcul plus poussé que celui proposé dans l'article d'O. Perru *et al.* [Per2006].

Chapitre 5

Structure en couplage faible pour la description des isotones $N=51$

*“La science antique portait sur des concepts,
Tandis que la science moderne cherche des lois.”*

— Henri Bergson.

Précédemment [Per2006], des indications sur une structure dite « en couplage faible » ont été accumulées pour les noyaux impairs de la chaîne isotonique $N=51$. Au vue des nouvelles informations extraites des données expérimentales de la décroissance β et β^-n du $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$, il nous incombe de tester la validité de cette hypothèse. Pour ce faire, nous allons appliquer un modèle développé par V. K. Thankappan et W. W. True [Tha1965]. Ce dernier présente l'avantage d'être schématique et son utilisation permet d'appréhender simplement la structure de ces noyaux. Pour une étude plus détaillée, des approches plus sophistiquées devront être utilisées : du type modèle en couches devra être réalisée ou technique au-delà du champ moyen.

5.1 Description d'un système nucléaire composé d'un cœur et d'une particule : cas du couplage faible

Les noyaux impairs, de manière générale, peuvent être décomposés en deux sous-systèmes : un cœur et une particule. Le cœur peut être décrit de manière globale en considérant des modes d'excitations collectifs tels que la vibration ou la rotation. De même, les états de particule individuelle générés par le potentiel du cœur permettent de décrire les degrés de liberté individuels. Et ces deux sous systèmes communiquent par le biais d'une interaction plus ou moins intense.

Pour étudier ce type de noyau le modèle unifié de Bohr et Mottelson [Boh1955] est parfaitement adapté. Mais cela impliquerait de rentrer dans le détail de la description de la dynamique du cœur. Aussi, nous allons nous intéresser à un autre type de modèle qui permettra de ne traiter que l'interaction cœur-particule dans le cadre d'un couplage faible. Et l'ensemble de la structure du cœur sera importée d'observables expérimentales telles que l'énergie des états excités ou les probabilités de transitions entre ces états.

Dans cet esprit, R. D. Lawson et J. L. Uretsky [Law1957] se sont inspiré du travail de R.F Bacher et S. Goudsmit [Bac1934], en physique atomique, pour adapter les méthodes algébriques aux couplages dans les noyaux. Ils ont développé le « théorème du centre de masse », pour lequel un nucléon, de moment angulaire j_n , serait couplé à des paires de nucléons de moment angulaire total $J_p = 0$. Les états excités du noyau sont construits en maintenant le nucléon célibataire dans son état de particule individuelle de plus basse énergie et en découplant les paires pour avoir $J_p \neq 0$. Un multiplet d'états est alors issu du couplage entre les deux. Et l'énergie de l'état excité du cœur correspond au barycentre des énergies. Ces dernières sont pondérées par un poids statistique correspondant au moment angulaire de l'état considéré. Ce faisant, cette description permet déjà de s'affranchir du détail de la structure des états excités du cœur en la prenant en compte *via* leur énergie.

Mais, dans son article [DeS1961], A. De-Shalit va plus loin en généralisant le théorème du centre de masse. Il décrit un noyau impair comme un cœur pair-pair de A nucléons auquel il rajoute une particule. L'état fondamental est obtenu en plaçant le nucléon célibataire dans l'état de particule individuelle la plus basse. A l'instar du théorème du centre de masse, les états excités du noyau sont décrits en excitant exclusivement le cœur.

D'un point de vue strictement algébrique, l'interaction entre le nucléon célibataire et le cœur peut se décomposer en une somme de produit tensoriel d'ordre 0 de tenseurs d'ordre k . Cette formalisation de l'interaction est très générale et permet de traiter, en principe, le couplage quelque soit le mode collectif d'excitation du cœur. Elle s'écrit de la manière suivante :

$$H_{int} = \sum_k \mathbf{T}_c^{(k)} \cdot \mathbf{T}_p^{(k)} \quad (5.1)$$

où $\mathbf{T}_c^{(k)}$ représente un tenseur d'ordre k n'agissant que sur le cœur. $\mathbf{T}_p^{(k)}$ représente un tenseur d'ordre k n'agissant que sur la particule. L'ordre des tenseurs dépend du type d'excitation (quadrupolaire, octupolaire, *etc.*) que l'on considère pour le cœur. Pour un degré k donné, la levée de dégénérescence se fait avec un écart en énergie :

$$\Delta E_k(J) \propto (-1)^{J_c+j+J} \left\{ \begin{matrix} J_c & j & J \\ j & J_c & k \end{matrix} \right\} \quad (5.2)$$

Par construction, ce type d'interaction s'affranchit complètement du détail de la structure des états excités du cœur et la relation de couplage qui existe entre le nucléon et le cœur est

purement angulaire (au rapport de proportionnalité près). A partir de ce modèle, nous devrions être capable de détailler indépendamment chaque multiplet issu de tous les types de couplage entre le cœur et la particule dans notre description des isotones N=51.

5.2 Un modèle de couplage faible : le modèle de V. K. Thankappan et W. W. True

En 1965, V. K. Thankappan et W. W. True ont développé un modèle, basé sur l'idée de A. De-Shalit, permettant de coupler une particule à un cœur [Tha1965]. Son application nécessite de pouvoir traiter plusieurs couplages entre plusieurs états de particule individuelles et plusieurs états excités du cœur. Pour réaliser des calculs quantitatifs, ils ont choisi une forme simple pour l'interaction tensorielle de De-Shalit (eq 5.1).

5.2.1 Choix de l'interaction

La limite du développement tensoriel est donné par le choix des états du cœur auxquels va se coupler la particule. Si l'on tient compte des règles de non nullité du symbole 6j de Racah présentées sur la figure 5.1. Alors, l'ordre maximal des tenseurs $\mathbf{T}_c^{(k)}$ et $\mathbf{T}_p^{(k)}$ que nous pourrions considérer sera le minimum de $2j$ ou $2J_c$. Au-delà, tous les symboles 6j seront nuls. De plus, d'après 5.1, compte tenu du choix naturel de l'espace de valence ($2d_{5/2}$, $3s_{1/2}$, $1g_{7/2}$ et $2d_{3/2}$) pour le neutron, nous ne pourrions reproduire que des états dont le spin est inférieur à $11/2$. En toute rigueur, et pour prendre en compte la globalité de l'interaction nous devrions consi-

$$\left\{ \begin{array}{c} J_c \quad j \quad J \\ j \quad J_c \quad k \end{array} \right\} \quad 0 \leq k \leq 2j$$

$$\left\{ \begin{array}{c} J_c \quad j \quad J \\ j \quad J_c \quad k \end{array} \right\} \quad 0 \leq k \leq 2J_c$$

FIGURE 5.1: Relation triangulaire qui assure la non nullité d'un symbole 6j de Racah. J_c représente le moment angulaire du cœur, j est le moment angulaire de la particule. J est le moment angulaire total auquel se couple le cœur et la particule. k représente l'ordre des tenseurs $\mathbf{T}_c^{(k)}$ et $\mathbf{T}_p^{(k)}$ qui opèrent sur le cœur et la particule.

dérer un développement jusqu'à l'ordre 4. Cependant, L. S. Kisslinger et R. A. Sorensen ont développé une interaction adaptée à cette problématique qui sera employée par Thankappan et True. Dans leur article [Kiss1960], ils ont étudié une interaction pour des noyaux qui possèdent des nucléons dans une couche fermée. Ils ont choisi de la développer avec deux termes :

- un terme quadrupolaire, supposé reproduire la partie à longue portée de l'interaction nucléon-nucléon. Il est responsable des excitations collectives dans les noyaux telles que les vibrations ou rotations. Dans les noyaux magiques, les spectres obtenus sont généralement

de type vibrationnel. Par conséquent, ce terme est tout à fait approprié dans le cadre du modèle de couplage faible appliqué à un cœur semi-magique plus une particule.

- un terme de « pairing », supposé représenter la partie à courte portée de l'interaction. Ce terme d'interaction est intense, par rapport au terme quadrupolaire, compte tenu de la forme sphérique, généralement observée, des noyaux magiques. De plus, il est approprié pour traiter des états de quasi-particule.

L'hamiltonien de cette interaction s'écrit :

$$H_{int} = -\xi(\mathbf{J}_c^{(1)} \cdot \mathbf{j}_p^{(1)}) - \eta(\mathbf{Q}_c^{(2)} \cdot \mathbf{Q}_p^{(2)}) \quad (5.3)$$

où $\mathbf{J}_c^{(1)}$ et $\mathbf{j}_p^{(1)}$ sont les moments angulaires du cœur et de la particule (respectivement). $\mathbf{Q}_c^{(2)}$ et $\mathbf{Q}_p^{(2)}$ sont les opérateurs de moment quadrupolaire pour le cœur et la particule. Enfin, ξ et η sont les paramètres pour décrire l'intensité de l'interaction.

Il faut noter que cette interaction, dans sa forme d'origine [Kiss1960], est considérée comme une interaction individuelle entre nucléons. Thankappan et True s'en servent pour décrire l'interaction du cœur et de la particule. La signification des termes $\mathbf{J}_c^{(1)} \cdot \mathbf{j}_p^{(1)}$ et $\mathbf{Q}_c^{(2)} \cdot \mathbf{Q}_p^{(2)}$ est donc légèrement différente. Le terme quadrupolaire mesure l'influence des oscillations de surface nucléaire du cœur sur le mouvement de la particule célibataire. Quant au terme de pairing, il mesure l'alignement des moments angulaires du cœur et de la particule.

5.2.2 Développement du modèle de Thankappan et True

Dans la description du noyau, dans le cadre de ce modèle, l'hamiltonien se compose de trois termes.

$$\mathcal{H} = H_c + H_p + H_{int} \quad (5.4)$$

Le premier, H_c décrit le cœur. Cet hamiltonien a pour valeurs propres les énergies des états (fondamental et excités) du cœur. Dans notre cas, ces valeurs propres sont les énergies expérimentales mesurées pour les états excités du cœur. Encore une fois, ce choix nous permet de prendre en compte l'influence de la dynamique du cœur sans pour autant la détailler. Le deuxième terme, H_p , doit décrire le mouvement de la particule célibataire dans le champ moyen créé par le cœur. Les valeurs propres de cet hamiltonien sont les énergies des états de particule individuelle dans le champ créé par le cœur. Par conséquent, les valeurs propres de H_p représentent les énergies relatives des « couches » ($3s_{1/2}$, $1g_{7/2}$, $2d_{3/2}$) à celle la plus basse ($2d_{5/2}$). Enfin, le troisième terme (H_{int}) décrit le couplage la particule et du cœur : il s'agit du hamiltonien d'interaction 5.3.

La base des états qui vont permettre de décrire les états propres du système sont vecteurs propres de $H_c + H_p$ et seront décrits par le ket $|J_c j_p, IM\rangle$. J_c et j_p sont les moments angulaires du cœur et de la particule (respectivement). IM indique que le cœur et la particule sont couplés

avec un moment angulaire total I et de projection M sur l'axe z . Les vecteurs propres de \mathcal{H} seront une combinaison linéaire des ces vecteurs.

Dès lors, on peut montrer (*cf.* Annexe C) que l'élément de matrice de l'hamiltonien représenté dans cette base est [Tha1965] :

$$\begin{aligned} \langle J'_c j'_p, IM | \mathcal{H} | J_c j_p, IM \rangle = & \delta_{J_c J'_c} \delta_{j_p j'_p} \{ E_{J_c} + E_{j_p} + \xi \mathbf{W}(1j_p J_c I; j_p J_c) \\ & \times [J_c(J_c + 1)(2J_c + 1)j_p(j_p + 1)(2j_p + 1)]^{1/2} \} \\ & - \eta \mathbf{W}(2j'_p J_c I; j_p J'_c) \langle J'_c \| \mathbf{Q}_c^{(2)} \| J_c \rangle \times \langle j'_p \| \mathbf{Q}_p^{(2)} \| j_p \rangle \end{aligned} \quad (5.5)$$

où E_{J_c} et E_{j_p} sont les valeurs propres des hamiltoniens du cœur et de la particule. Plus particulièrement, E_{J_c} est un paramètre fixé aux énergies des états excités du cœur et normalisé à $E_{J_c} = 0$ pour l'état fondamental du cœur. E_{j_p} est un paramètre qui correspond aux énergies relatives des états de particule individuelle ($E_{2d_{5/2}} = 0$, $E_{3s_{1/2}} = \epsilon_{3s_{1/2}} - \epsilon_{2d_{5/2}}$, $E_{2d_{3/2}} = \epsilon_{2d_{3/2}} - \epsilon_{2d_{5/2}}$ et $E_{1g_{7/2}} = \epsilon_{1g_{7/2}} - \epsilon_{2d_{5/2}}$). Les termes E_{j_p} seront déterminées au cours du calcul. L'élément de matrice réduit pour la particule est donné par :

$$\begin{aligned} \langle j'_p \| \mathbf{Q}_p^{(2)} \| j_p \rangle = & \frac{(-1)^{\frac{1}{2}-j'}}{2} \langle j' | r_p^2 | j \rangle \times \left[\frac{(2j+1)(2j'+1)}{4\pi} \right]^{1/2} \\ & \times [1 + (-1)^{l+l'}] \times \left(j \frac{1}{2} j' - \frac{1}{2} \middle| 20 \right) \end{aligned} \quad (5.6)$$

Dans cet élément de matrice réduit, le terme $(j \frac{1}{2} j' - \frac{1}{2} | 20)$ représente un coefficient de Clebsch-Gordan. L'intégrale radiale $\langle j' | r_p^2 | j \rangle$ a été estimée en utilisant une fonction d'onde de l'oscillateur harmonique. Le paramètre de taille ν qui intervient dans la fonction d'onde de l'oscillateur harmonique est donné par :

$$\nu = \sqrt{\left(\frac{41mA^{-1/3}}{\hbar^2} \right)} = 0,9943 \times A^{-1/6} \quad (5.7)$$

Comme ce modèle ne détaille pas la structure des états du cœur, les éléments de matrices réduits $\langle J'_c \| \mathbf{Q}_c^{(2)} \| J_c \rangle$, pour différentes valeurs de J'_c et J_c , ne sont pas calculés : ces quantités seront considérées comme des paramètres. Seul l'état fondamental et le premier état 2^+ du cœur seront considérés dans le calcul, les termes non diagonaux seront évalués à partir des probabilités de transitions B(E2) prises de l'expérience. Sinon les termes diagonaux, qui représentent les moments quadrupolaires des états 2_1^+ , seront considérés comme paramètres compte tenu de l'absence de données expérimentales pour la plupart des noyaux de la chaîne.

Dans le cadre d'un calcul restreint à $J_c = 0_1^+$ et 2_1^+ , Thankappan et True proposent un changement de variable commode :

$$- \chi_1 : \text{défini par le produit } \eta \langle 0 \| \mathbf{Q}_c^{(2)} \| 2 \rangle$$

– χ_2 : définit par le produit $\eta \langle 2 \| \mathbf{Q}_c^{(2)} \| 2 \rangle$

Et ξ qui représente l'intensité de la force dipole-dipole est traité directement comme paramètre. L'élément de matrice réduit $\langle 0 \| e_c \mathbf{Q}_c^{(2)} \| 2 \rangle$ est directement relié à la probabilité réduite de transition $B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ du cœur. Par conséquent, la nouvelle paramétrisation permet de faire un lien direct entre une observable expérimentale et un des paramètres du modèle puisque $\chi_1 \propto \sqrt{5B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)}$. La conséquence immédiate de cette définition est que le paramètre χ_1 doit être positif. Quant à $\chi_2 \propto \langle 2 \| \mathbf{Q}_c^{(2)} \| 2 \rangle$ il est directement relié au moment quadrupolaire de l'état excité. L'ensemble des paramètres seront fixés sur un noyau bien connu expérimentalement. Puis, le long de la chaîne N=51, ils suivront les tendances des B(E2) et des moments quadrupolaires lorsqu'elles sont connues. Nous venons de présenter tous les détails nécessaires à l'application du modèle aux noyaux de la chaîne N=51. Nous allons maintenant procéder à notre premier calcul.

5.3 Discussion sur la structure en couplage faible dans les isotones N=51 déficients en protons

Notre objectif final est d'arriver à vérifier que les états à 867 keV et 1238 keV observés dans la décroissance β^- du $^{83}_{31}\text{Ga}_{52}$ sont bien issus d'une structure en couplage faible. Pour commencer, nous avons testé le modèle sur une partie (seulement les déficients en protons) de la chaîne isotonique afin de le valider.

5.3.1 Etude de l'influence des paramètres ξ , χ_1 et χ_2 sur les valeurs propres

Pour décrire les noyaux d'intérêt, les valeurs des énergies des états 2_1^+ et les valeurs de $B(E2 \downarrow)$ extraites des bases de données [Bag] pour les cœurs sont intégrées comme paramètres. Pour le neutron, nous avons utilisé l'espace de valence suivant : $2d_{5/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ et $1g_{7/2}$. Dans ce cas les énergies, relatives à la plus basse, de tous les états de particule individuelle ont été ajustées à partir de l'étude des schémas de niveaux expérimentaux. Dans le tableau 5.1, nous avons récapitulé l'ensemble des paramètres utilisés dans ce modèle pour la chaîne N=51. Nous y indiquons la méthode employée pour déterminer chaque paramètre pour chaque noyau.

Avant de détailler la méthode de détermination des paramètres, nous allons essayer de comprendre l'influence de chaque paramètre de l'interaction (ξ , χ_1 et χ_2) sur les valeurs propres. Sur la figure 5.2, sont représentées les variations des valeurs propres calculées en fonction de χ_1 , pour le ^{89}Sr , avec $\xi = \chi_2 = 0$. Le paramètre χ_1 est le seul qui ne contribue qu'aux éléments

Paramètre	$^{88}_{38}\text{Sr}_{50}$	$^{86}_{36}\text{Kr}_{50}$	$^{84}_{34}\text{Se}_{50}$	$^{82}_{32}\text{Ge}_{50}$	$^{80}_{30}\text{Zn}_{50}$
$E(2^+_1)$	Exp	Exp	Exp	Exp	Exp
$E(0^+_2)$	Exp
$B(E2\downarrow)$	Exp	Exp	Exp	Exp	Exp
Paramètre	$^{89}_{38}\text{Sr}_{51}$	$^{87}_{36}\text{Kr}_{51}$	$^{85}_{34}\text{Se}_{51}$	$^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$	$^{81}_{30}\text{Zn}_{51}$
$E(3s_{1/2})$	Fit	Fit	Fit	Fit	Ext
$E(2d_{3/2})$	Fit	Fit	Ext	Ext	Ext
$E(1g_{7/2})$	Fit	Fit	Ext	Ext	Ext
ξ	Fit	Fit	Fit	Fit	Ext
χ_1	Fit	Fit	Fit	Fit	Ext
χ_2	Fit	Fit	Fit	Fit	Ext

TABLE 5.1: Tableau récapitulant les différents paramètres intervenant dans un calcul de couplage faible appliqué aux isotones N= 51. Pour chaque noyau est inscrit la méthode de détermination des paramètres : « Exp » signifie pris de l'expérience et « Ext » signifie extrapolé. « ... » indique que ce paramètre n'intervient pas dans le calcul. La valeur des $B(E2\downarrow)$ pour le cœur a été utilisée dans le calcul des probabilités réduite de transition.

de matrice non diagonaux. Son effet principal est de mélanger les états de même moment angulaire total I issus des différents multiplets. De plus, toute forme de collectivité qui se manifesterait dans le noyau et se traduirait par une variation du $B(E2)$ doit se répercuter sur χ_1 (car $\chi_1 \propto \sqrt{B(E2)}$).

Par conséquent, χ_1 mesure la sensibilité des états à la collectivité de type quadrupolaire (comme la vibration). Cette sensibilité dépend de leur position initiale dégénérée qui repose sur l'énergie du cœur et l'énergie de la particule. Nous constatons, par la lecture de la figure 5.2, que sous l'influence de χ_1 les états $1/2$, issus des deux couplages $0^+ \otimes 3s_{1/2}$ et $2^+ \otimes 2d_{5/2}$, se repoussent très violemment. Il en va de même pour les deux états $3/2$ (issus de $0^+ \otimes 2d_{3/2}$ et $2^+ \otimes 2d_{5/2}$) et $7/2$ (issus de $0^+ \otimes 1g_{7/2}$ et $2^+ \otimes 2d_{5/2}$). Sinon, le paramètre χ_1 permet de lever la dégénérescence du multiplet $2^+ \otimes 2d_{5/2}$. L'ordre de la levée de dégénérescence est : $3/2$, les états $7/2$ et $9/2$ sont dégénérés, $5/2$ et $1/2$. Enfin, l'état $9/2$ est un état pur du multiplet $2^+ \otimes 2d_{5/2}$. L'autre état $9/2$ issu du couplage $2^+ \otimes 1g_{7/2}$ est sans doute trop éloigné en énergie pour donner la possibilité de se mélanger. Ainsi, l'état $9/2$, issu de $2^+ \otimes 2d_{5/2}$, est insensible à l'influence de χ_1 .

La figure 5.3 représente l'évolution des valeurs propres en fonction de χ_2 pour $\xi = \chi_1 = 0$. Ce paramètre agit essentiellement dans les éléments de matrice diagonaux. Il est atténué par le terme $\langle j'_p || \mathbf{Q}_p^{(2)} || j_p \rangle$ dans les éléments non-diagonaux. Cette atténuation se répercute sur son influence dans les mélanges des états issus des différents multiplets. En effet, sur la figure 5.3, on peut constater le fort rapprochement des états $1/2$ issus des deux couplages $0^+ \otimes 3s_{1/2}$ et $2^+ \otimes 2d_{5/2}$ et des états $7/2$ issus de $0^+ \otimes 1g_{7/2}$ et $2^+ \otimes 2d_{5/2}$. De plus, ce paramètre n'a aucune

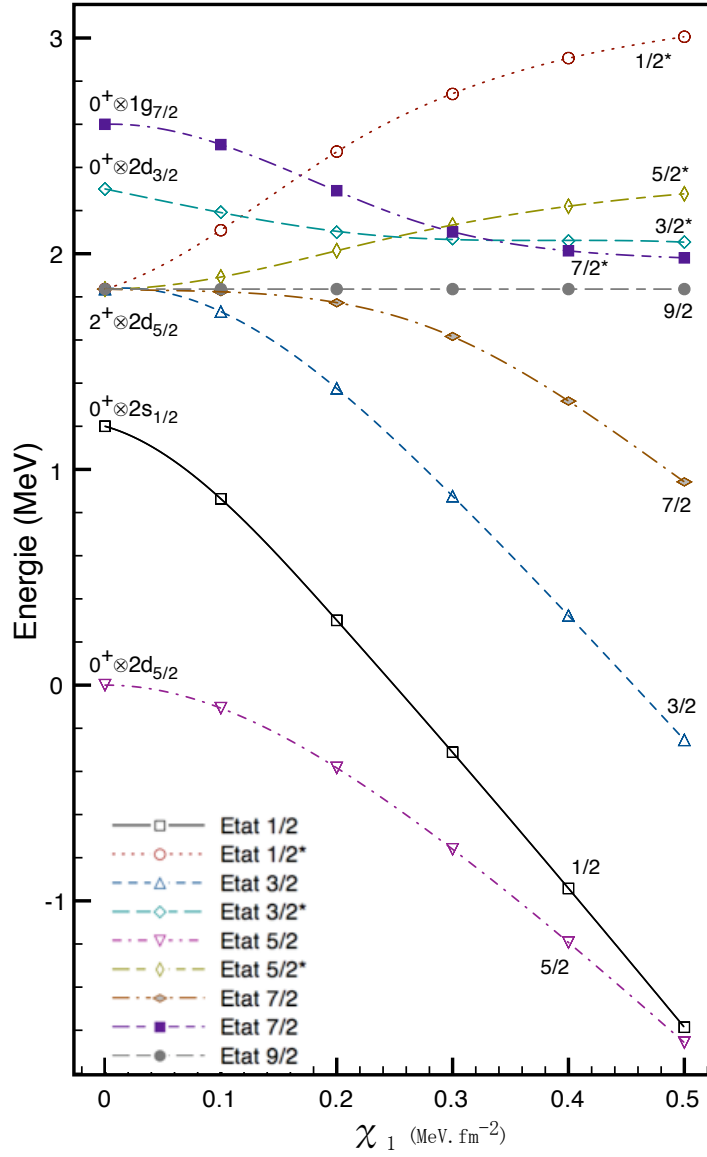


FIGURE 5.2: Variation des valeurs propres en fonction de χ_1 avec $\xi = 0$ MeV et $\chi_2 = 0$ MeV.fm $^{-2}$ pour le ^{89}Sr .

influence sur les états $|0^+, 3s_{1/2}\rangle$, $|0^+, 2d_{3/2}\rangle$ et $|0^+, 1g_{7/2}\rangle$ puisque le terme $\langle 0 || \mathbf{Q}_p^{(2)} || 0 \rangle \equiv 0$.

Enfin, la dépendance des valeurs propres en fonction du paramètre ξ est représentée sur la figure 5.4 avec $\chi_1 = \chi_2 = 0$. ξ est un paramètre qui n'intervient que dans les termes diagonaux. Il mesure l'alignement du moment angulaire de la particule sur celui du cœur.

Si les moments sont alignés et que le paramètre $\xi > 0$, c'est à dire que la force est attractive, alors le spin maximum, correspondant à l'alignement maximal du moment angulaire du cœur et celui de la particule, est favorisé. Ce qui se traduit sur la figure 5.4, par une diminution de l'énergie de l'état 9/2 et une augmentation de l'énergie de l'état 1/2 avec $\xi > 0$. Si $\xi < 0$ (force

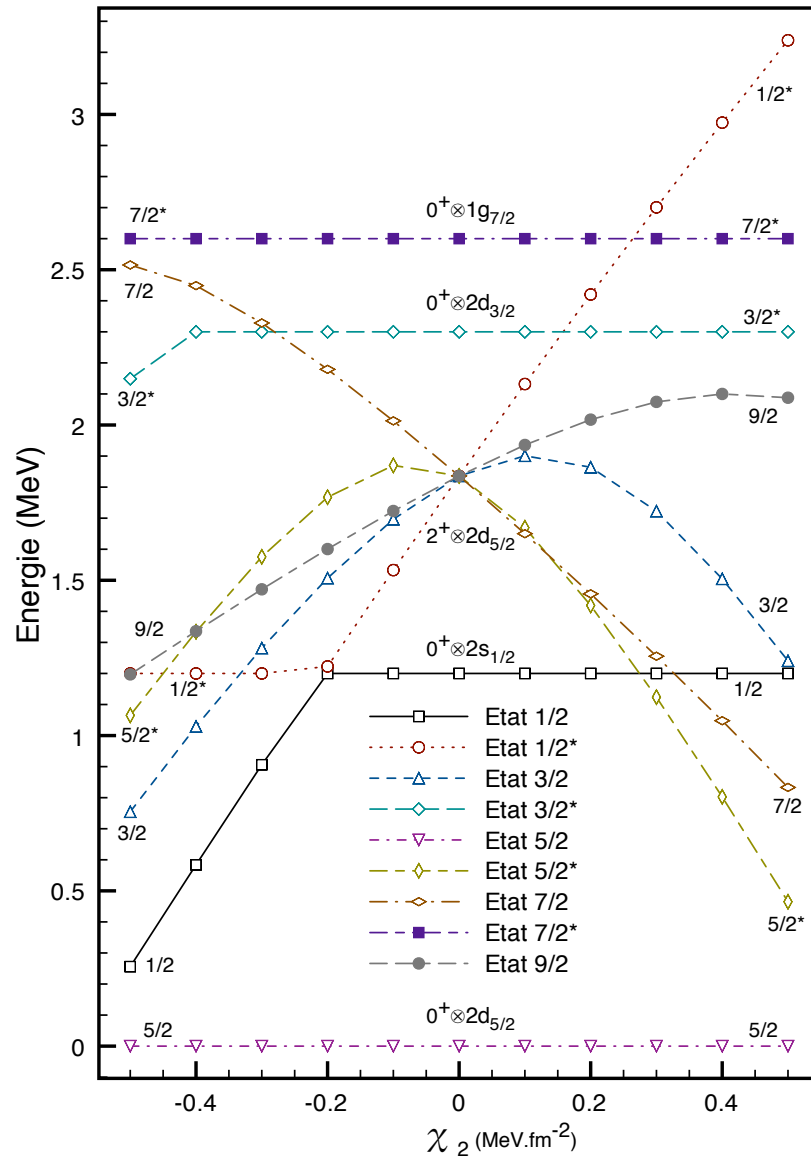


FIGURE 5.3: Variation des valeurs propres en fonction de χ_2 avec $\xi = 0$ MeV et $\chi_1 = 0$ MeV.fm $^{-2}$ pour le ^{89}Sr .

répulsive) l'effet est le contraire du précédent : c'est l'état de plus bas spin qui est favorisé. Par conséquent, l'intensité de la levée de dégénérescence est $\propto \cos(\theta)$, où θ est l'angle que forme les deux moments angulaires J_c et j_p . Et à l'instar du paramètre χ_2 , ξ n'a aucune influence sur les états $|0^+, 3s_{1/2}\rangle$, $|0^+, 2d_{3/2}\rangle$ et $|0^+, 1g_{7/2}\rangle$ puisque $J_c = 0$. Le paramètre ξ a une très forte influence et une variation trop brutale peut bouleverser l'allure du spectre.

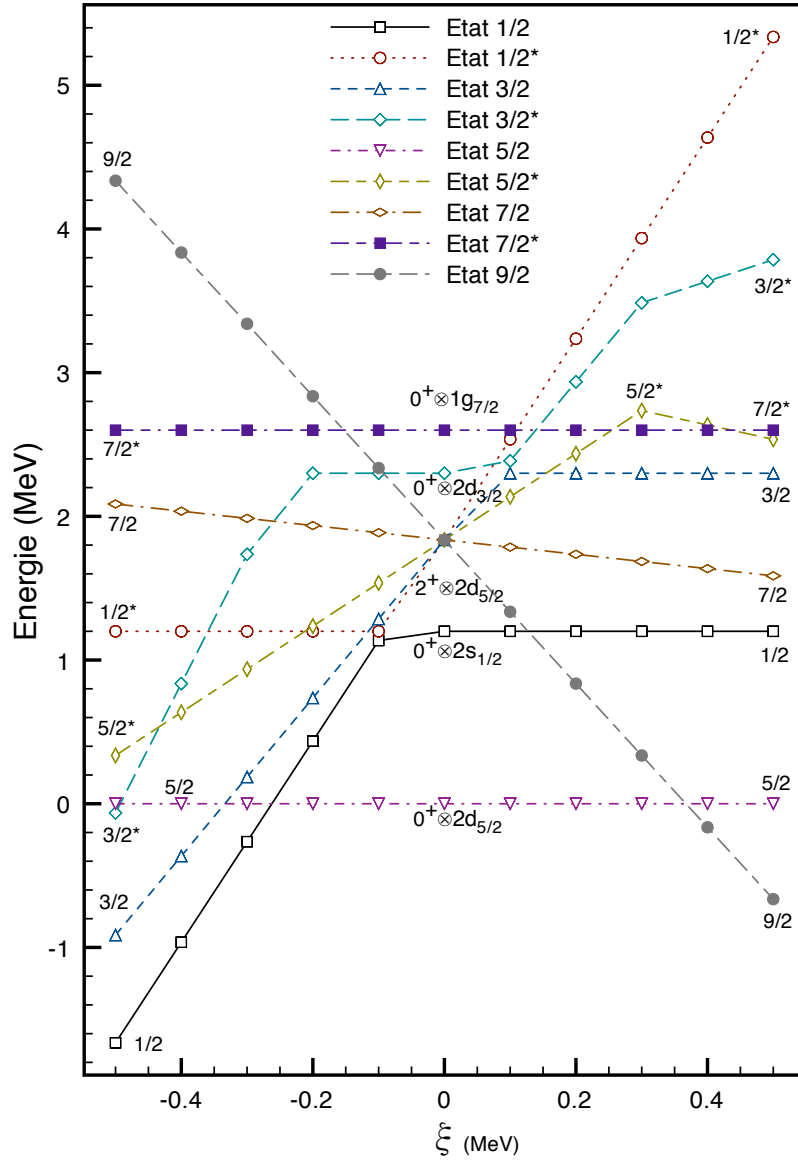


FIGURE 5.4: Variation des valeurs propres en fonction de ξ avec $\chi_1 = \chi_2 = 0 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^{-2}$ pour le ^{89}Sr .

5.3.2 Méthode de détermination des paramètres

Maintenant que nous connaissons l'influence des trois paramètres ξ , χ_1 et χ_2 , nous allons essayer de les déterminer. L'objectif, dans le choix d'un jeu de paramètres est de reproduire un schéma de niveaux expérimental. Etant donné les restrictions inhérentes aux hypothèses du modèle, un ajustement visuel par comparaison directe avec le schéma de niveaux est suffisant¹. Mais il nécessite de respecter trois critères dont l'ordre de priorité est le suivant :

- En premier : de reproduire le bon ordre pour les spins des états.

1. Dans un développement ultérieure un algorithme d'ajustement des paramètres sera implémenté.

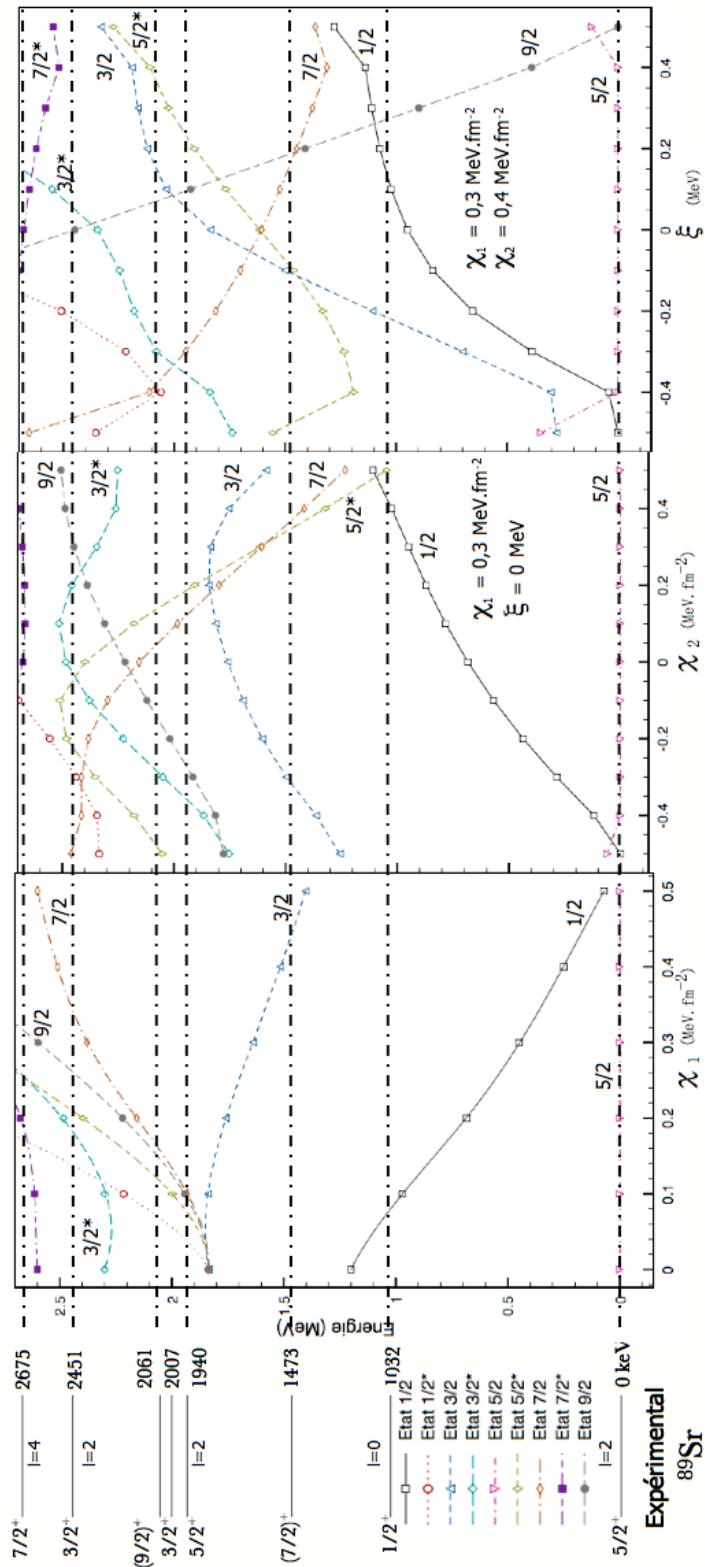


FIGURE 5.5: Illustration de la méthode d'ajustement des paramètres.

- En deuxième : de reproduire la densité des états du schéma de niveaux expérimental (doublets, *etc.*).
- En troisième : de reproduire les valeurs des énergies expérimentales.

Les premiers paramètres auxquels j'attribue une valeur sont les énergies relatives des couches. Pour ce faire, il est nécessaire d'identifier sans ambiguïté les états de « quasi-particules » dans le schéma de niveaux expérimental. Ces états de quasi-particules seront associés à nos états issus du couplage du cœur dans son état fondamental et de la particule dans un de ses états de particule individuelle. Ensuite, l'énergie de ces états est entrée comme énergie relative des états de particule individuelle. Puis, nous commençons par faire varier le paramètre χ_1 (*cf.* fig 5.5). Nous choisissons la valeur qui permet de retrouver le mieux l'allure du schéma de niveaux. Puis avec cette valeur, nous déterminons χ_2 (*cf.* fig. 5.5).

Enfin, nous évaluons la valeur la plus appropriée pour ξ (*cf.* fig. 5.5). Une fois qu'un premier jeu de paramètre a été choisi, on fait varier, successivement, χ_1 , χ_2 et ξ . Si les variations des trois ne suffisent pas, les valeurs des énergies relatives sont modifiées. Puis on recommence l'ajustement des trois paramètres d'interaction. Cette méthode est appliquée jusqu'à ce que les trois critères ci-dessus soient remplis.

Pour passer au noyau suivant, toutes les valeurs déterminées pour le noyau que l'on vient de calculer sont reprises. Un premier calcul est réalisé avec ce jeu de paramètres. Puis, les énergies relatives sont très légèrement ajustées (moins de 0,2 MeV d'écart). Dès lors, « l'algorithme » précédent est réitéré pour déterminer le nouveau jeu de paramètres adapté au nouvel isotope.

5.3.3 Calcul pour $^{89}_{38}\text{Sr}_{51}$

Fort des tendances que nous avons extraites dans les courbes 5.2, 5.3, 5.4, la méthode précédente nous a conduit à déterminer les valeurs de paramètres suivantes : $\xi = 0,11$ MeV, $\chi_1 = 0,26$ MeV.fm⁻² et $\chi_2 = 0,35$ MeV.fm⁻². Le schéma de niveau résultant de cet ajustement est présenté sur la figure 5.6.

Le schéma de niveaux expérimental est composé de cinq états isolés et d'un groupe de trois états. Dans leur travail O. Perru *et al.* [Per2006] ont proposé que les états à 1473, 1940, 2007 et 2061 keV appartiennent au multiplet issu du couplage $2^+ \otimes 2d_{5/2}$. Expérimentalement, des mesures issues d'expérience utilisant des mécanismes de transfert, tel que le (d,p), ont apporté des informations sur le moment orbital des états expérimentaux. Sur la figure 5.6, les valeurs mesurées sont affichées. L'état $7/2^+$, d'énergie 1473 keV, est le seul état expérimentalement qui ait explicitement été attribué au couplage faible entre $2^+ \otimes 2d_{5/2}$ [Bag]. La figure 5.7 représente la distribution des états propres sur les vecteurs de base. Son étude permet de déterminer la composition de chaque état du schéma de niveaux calculé.

La première lecture de la figure 5.6 doit faire remarquer que l'ordre des spins des états est reproduit. De plus, nous reproduisons aussi un groupement de trois états aux bonnes énergies.

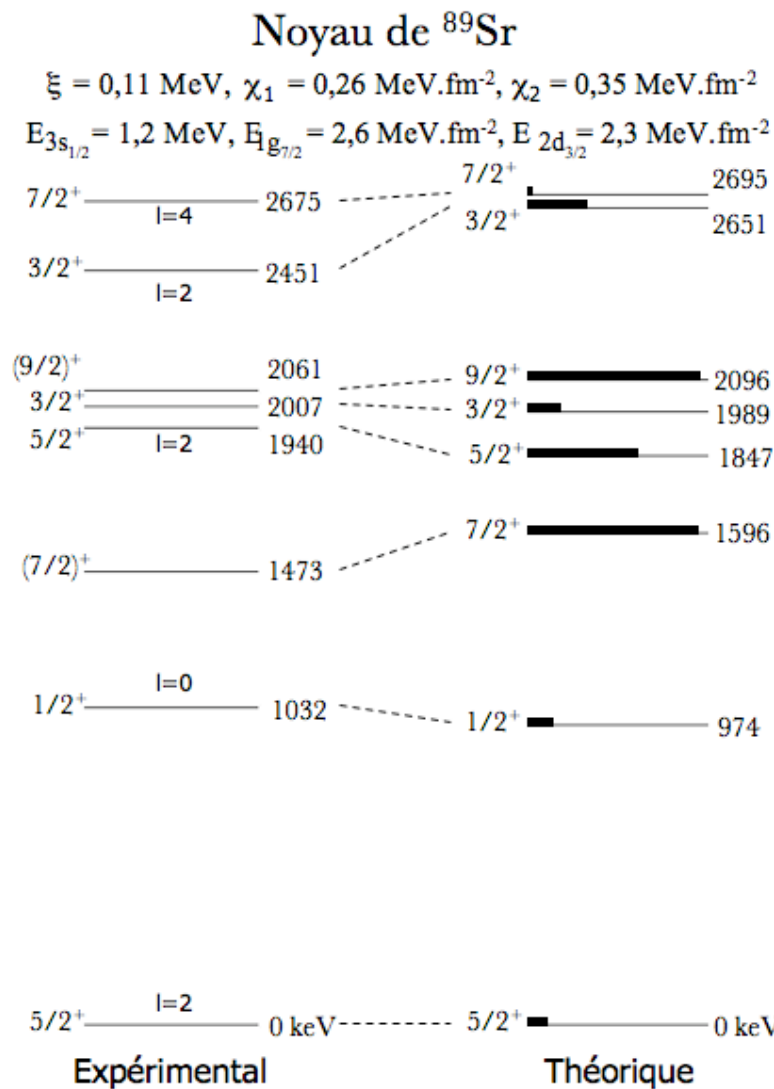


FIGURE 5.6: Comparaison entre le schéma de niveaux expérimental et le schéma de niveaux calculé avec le modèle de couplage faible développé par Thankappan et True pour le noyau de $^{89}\text{Sr}_{51}$. La barre horizontale noire sur les états calculés représente le pourcentage de la fonction d'onde appartenant au multiplet $2^+ \otimes 2d_{5/2}$.

Chaque état du triplet possède, expérimentalement, le même moment angulaire orbital $l=2$. Si l'on regarde en détail chaque état expérimental :

- Etat fondamental $5/2^+$: la fonction d'onde nous décrit cet état comme étant issu de la configuration $0^+ \otimes 2d_{5/2}$. Ce résultat est compatible avec la valeur du moment angulaire orbital mesuré. De plus, il reproduit la configuration attendue pour l'état fondamental du ^{89}Sr . Ainsi quoique légèrement mélangé avec l'état $5/2$ issu du couplage $2^+ \otimes 2d_{5/2}$, la configuration est presque pure.
- Premier état excité $1/2^+$ (1032 keV) : dans le travail d'O. Perru, cet état avait été identifié comme un état de neutron $3s_{1/2}$. Expérimentalement, c'est un moment angulaire égal à 0

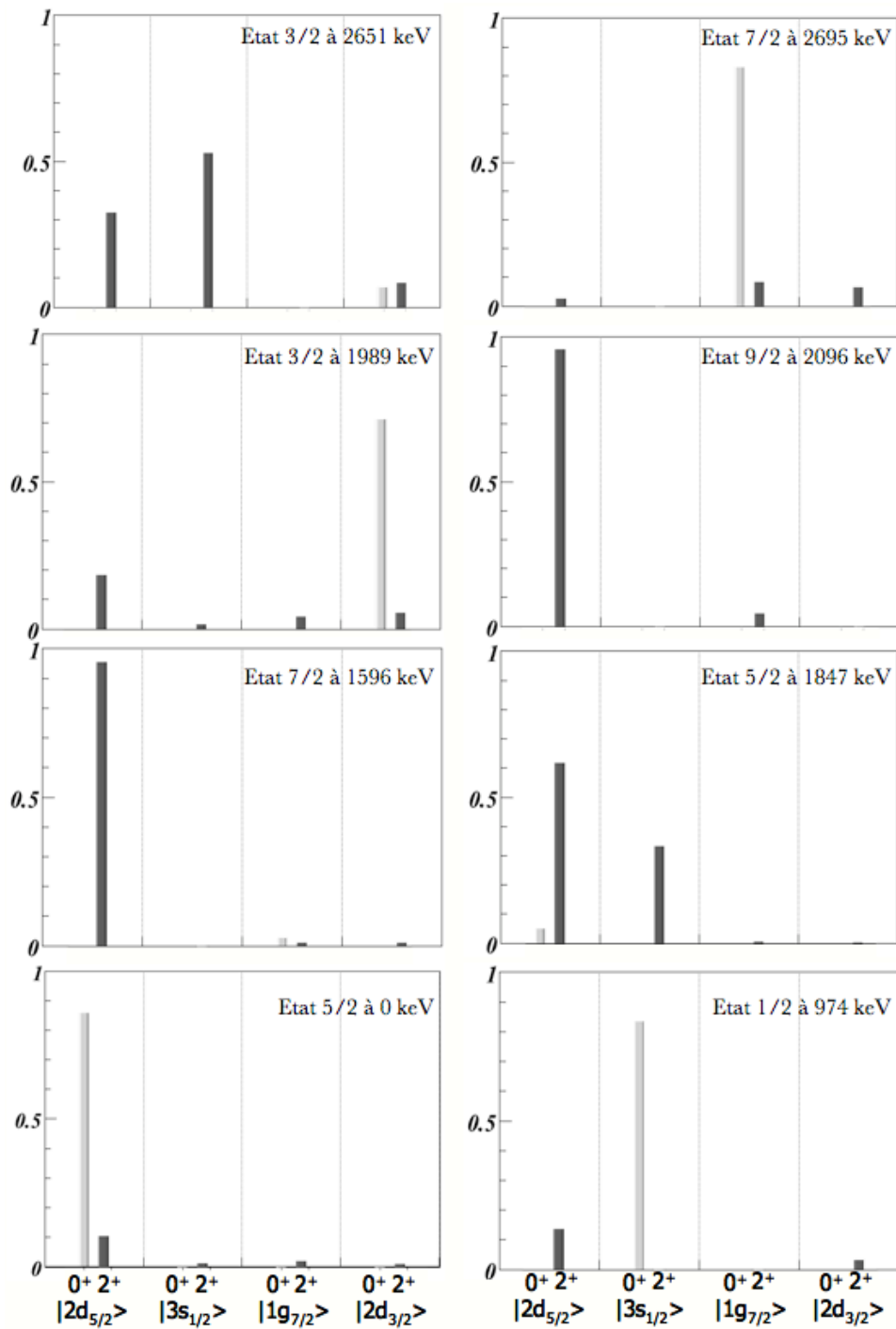


FIGURE 5.7: Composition des fonctions d'ondes pour chaque état calculé pour le noyau de $^{89}\text{Sr}_{51}$. La barre en gris clair représente le pourcentage de la fonction d'onde où un état de particule est couplé à l'état fondamental du cœur. La barre en gris foncé représente le pourcentage de la fonction d'onde où un état de particule est couplé à l'état 2_1^+ du cœur.

qui donne cette indication. On peut constater que la configuration est à 85% issu d'un état de particule $3s_{1/2}$ couplé au 0_1^+ ce qui est en accord avec la mesure expérimentale. Ainsi

dans le calcul, cet état est principalement influencé par la valeur d'énergie de particule individuelle $E_{3s_{1/2}}$. Pour le strontium, nous avons évalué cette énergie à $E_{3s_{1/2}} (= \epsilon_{3s_{1/2}} - \epsilon_{2d_{5/2}}) = 1,2$ MeV.

- Deuxième état excité $(7/2)^+$ (1473 keV) : le spin de cet état n'a pas encore été confirmé. Cependant, il a été observé en réaction (d,p). Il a été caractérisé comme un état « non strippant ». Cela lui a valu d'être associé au multiplet issu du couplage $2^+ \otimes 2d_{5/2}$ [Cos1968]. La fonction calculée montre que cet état est un pur état (à plus de 90%) issu du couplage $2^+ \otimes 2d_{5/2}$.
- Troisième état excité $5/2^+$ (1940 keV) : cet état est le premier du triplet d'états. Son moment orbital total mesuré est de 2. Le calcul nous montre qu'il est issu d'un mélange entre deux états $5/2$ issu de deux multiplets différents $2^+ \otimes 2d_{5/2}$ et $2^+ \otimes 3s_{1/2}$. Ainsi c'est le couplage du neutron dans les couches $2d_{5/2}$ et $3s_{1/2}$ à l'état excité 2^+ du cœur qui permet de créer cet état.
- Quatrième état excité $3/2^+$ (2007 keV) : le moment angulaire orbital mesuré pour cet état est $l=2$. A la simple lecture du schéma de niveaux, nous serions tenté d'associer cet état au multiplet $2^+ \otimes 2d_{5/2}$. Mais la fonction d'onde calculée nous apprend qu'il s'agit principalement (à 75 %) de l'état $0^+ \otimes 2d_{3/2}$. Par conséquent, c'est l'énergie de particule individuelle $E_{2d_{3/2}}$ qui a le plus d'influence sur l'énergie de cet état excité du ^{89}Sr . Dans notre calcul, nous avons trouvé une énergie de $E_{2d_{3/2}} (= \epsilon_{2d_{3/2}} - \epsilon_{2d_{5/2}}) = 2,3$ MeV.
- Cinquième état excité $(9/2^+)$ (2061 keV) : c'est le dernier membre du triplet d'états expérimentaux. Son moment angulaire mesuré est aussi $l=2$. Dans l'espace de valence considéré, il n'y a pas d'état de particule individuelle de moment angulaire $j=9/2$. Cet état est à plus de 90% issu du multiplet venant de la configuration en couplage faible $2_1^+ \otimes 2d_{5/2}$. Cela implique que l'autre état $9/2^+$ issu du multiplet $2^+ \otimes 1g_{7/2}$ est bien plus élevé en énergie.
- Sixième état excité $3/2^+$ (2451 keV) : c'est l'état expérimental le plus mal reproduit (200 keV d'écart). Si l'on regarde sa fonction d'onde, il est facile de comprendre pourquoi. A l'instar de l'état excité $5/2_1^+$, il s'agit d'un mélange entre les états $3/2$ issus de quatre multiplets différents, mais seuls les multiplets $2^+ \otimes 2d_{5/2}$ et $2_1^+ \otimes 3s_{1/2}$ importent en proportion égale. Par conséquent, avec le jeu de paramètres à notre disposition, il faudrait prendre des valeurs de χ_2 et ξ plus importantes. Mais il faudrait aussi réduire l'espacement relatif entre les états de particule individuelle $3s_{1/2}$ et $2d_{3/2}$. Dans ce cas, nous ne serions plus en mesure de reproduire le reste du spectre. Cela signifie, peut-être, que notre espace de valence n'est pas suffisant pour reproduire cet état.
- Septième état excité $7/2^+$ (2675 keV) : c'est le dernier état expérimental que nous avons tenté de reproduire. Outre le très bon accord entre les énergies (20 keV), la fonction d'onde nous montre que l'on a un état $0^+ \otimes 1g_{7/2}$ très propre ce qui est tout à fait en accord avec la valeur $l=4$ mesurée expérimentalement.

Ce premier calcul avec le modèle de Thankappan et True est particulièrement rassurant. Quoique schématique, il a permis de reproduire le schéma de niveau expérimental avec un bon accord (écart type : $\sigma = 63$ keV). Pour calculer l'écart type nous avons appliqué la définition :

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^n p_i (x_i - \bar{x})^2} \quad (5.8)$$

où n correspond au nombre d'états calculés utilisés pour la comparaison avec le schéma de niveaux expérimental. x_i correspond à l'écart en énergie dans un couple d'état expérimental-calculé ($x_i = |E_{\text{exp}} - E_{\text{théo}}^i|$). \bar{x} correspond à la valeur moyenne des différences en énergie entre le schéma de niveaux expérimental et le schéma de niveaux calculé. p_i correspond à la probabilité de la valeur x_i . Comme nous avons considéré les huit valeurs x_i équiprobables, $p_i = \frac{1}{n}$.

Les probabilités réduites de transitions E2 sont calculées à l'aide de l'opérateur :

$$B(E2) = \frac{5}{16\pi(2I_i + 1)} |\langle I_f || \mathbf{Q}_e || I_i \rangle|^2 \quad (5.9)$$

où l'opérateur \mathbf{Q}_e est l'opérateur de moment quadrupolaire électrique décrit par :

$$\mathbf{Q}_e = \left(\frac{16\pi}{5} \right)^{1/2} [e_c(\mathbf{Q}_c^{(2)})_0 + e(\mathbf{Q}_p^{(2)})_0] \quad (5.10)$$

avec $\mathbf{Q}_c^{(2)}$ l'opérateur de moment quadrupolaire du cœur et $\mathbf{Q}_p^{(2)}$ est l'opérateur de moment quadrupolaire de la particule. e_c correspond à la charge effective du cœur. e correspond à la charge effective de la particule ($e \approx 0,5$ pour un neutron). Tout les détails pour le calcul sont reportés dans l'annexe C. Le tableau 5.2 récapitule les valeurs pour les probabilités réduites de transitions E2 calculées dans le cadre de ce modèle pour le noyau impair. Pour effectuer le calcul des $B(E2)$, le terme $\langle 0 || e_c \mathbf{Q}_c^{(2)} || 2 \rangle$ est estimé directement à partir de la probabilité de transition réduite $B(E2)$ du cœur afin de s'affranchir du paramètre de la charge effective. Il en va de même pour $\langle 2 || e_c \mathbf{Q}_c^{(2)} || 2 \rangle$ qui peut être calculé à partir du $B(E2)$ du cœur et des paramètres χ_1 et χ_2 : $\langle 2 || e_c \mathbf{Q}_c^{(2)} || 2 \rangle = \frac{\chi_2}{\chi_1} \times \sqrt{5B(E2 \downarrow)}$. Les termes $\langle j'_p || e_p \mathbf{Q}_p^{(2)} || j_p \rangle$ sont calculés directement à l'aide de la formule 5.7.

Ce type de calculs, appliqué aux isotopes du cuivre Z=29, serait susceptible d'être comparé aux valeurs de $B(E2)$ expérimentaux mesurées à REX-ISOLDE par excitation coulombienne. Dans cette chaîne isotopique, une problématique sur la caractérisation de la polarisabilité du cœur est apparue avec l'augmentation du nombre de neutrons dans les isotopes. A partir d'une charge effective pour la particule ajustée sur l'expérience, le calcul des éléments de matrice pour le cœur, ou la particule, est susceptible de mettre en évidence la polarisabilité du cœur. Comme le montre le tableau 5.2, l'intensité de la force $B(E2)$ du cœur est répartie sur l'ensemble des transitions des états excités du noyau vers son état fondamental. La particule a pour effet d'amplifier ou d'éteindre cette transition. Ainsi, la transition la plus intense est : $|2^+ 2d_{5/2}, \frac{7}{2}\rangle \rightarrow$

$|0^+ 2d_{5/2}, \frac{5}{2}\rangle$. Avec un rapport $R = 1,38$ cette transition présente le caractère le plus collectif car elle est fortement liée à la probabilité réduite de transition $B(E2)$ du cœur. Contrairement à toute attente, la transition de l'état $0^+ \otimes 3s_{1/2}$ vers l'état fondamental $0^+ \otimes 2d_{5/2}$ est plus intense, avec un rapport $R = 0,49$, que les autres transitions venant d'états de configuration principale 0^+ couplé à un état de particule individuelle. Comme l'état $1/2$ et $5/2$ sont tous les deux issus, majoritairement, d'un couplage avec le cœur dans son état fondamental, il n'y a pas de contribution de la collectivité du cœur dans cette transition : c'est la particule qui favorise cette transition. Enfin, la transition entre les états $|0^+ 1g_{7/2}, \frac{7}{2}\rangle \rightarrow |0^+ 2d_{5/2}, \frac{5}{2}\rangle$ est très inhibée comme le montre le rapport $R = 0,05$ à cause de l'influence de la particule.

E_i	E_f	Configuration Principale	E_γ MeV	$B(E2)$ $e^2\text{fm}^4$	R
1/2	5/2	$(0^+ \otimes 3s_{1/2}) \rightarrow (0^+ \otimes 2d_{5/2})$	0,974	113	0,49
7/2	5/2	$(2^+ \otimes 2d_{5/2}) \rightarrow (0^+ \otimes 2d_{5/2})$	1,596	315	1,38
5/2	5/2	$(2^+ \otimes 2d_{5/2}) \rightarrow (0^+ \otimes 2d_{5/2})$	1,848	140	0,61
3/2	5/2	$(0^+ \otimes 2d_{3/2}) \rightarrow (0^+ \otimes 2d_{5/2})$	1,989	76	0,33
9/2	5/2	$(2^+ \otimes 2d_{5/2}) \rightarrow (0^+ \otimes 2d_{5/2})$	2,096	160	0,70
3/2	5/2	$(2^+ \otimes 3s_{1/2}) \rightarrow (0^+ \otimes 2d_{5/2})$	2,651	39	0,17
7/2	5/2	$(0^+ \otimes 1g_{7/2}) \rightarrow (0^+ \otimes 2d_{5/2})$	2,695	12	0,05

TABLE 5.2: Tableau récapitulant les valeurs des $B(E2)$ calculés pour toutes les transitions des états excités vers l'état fondamental dans ^{89}Sr . R est le rapport entre le $B(E2)$ calculé et le $B(E2 \downarrow)$ pour la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ dans le cœur de ^{88}Sr .

5.3.4 Calcul pour $^{87}_{36}\text{Kr}_{51}$

Le travail réalisé sur le noyau de $^{87}_{36}\text{Kr}_{51}$ est identique à celui du ^{89}Sr . Le schéma de niveau obtenu pour ce noyau est présenté sur la figure 5.8. Sur cette figure j'ai aussi reporté les moments orbitaux mesurés expérimentalement.

Cette fois, le schéma expérimental présente deux triplets d'états. A l'exception d'un état, on peut constater que le calcul et l'expérience sont en bon accord ($\sigma = 48$ keV). Les fonctions d'onde obtenues dans ce calcul sont représentées sur la figure 5.9. Si l'on regarde en détail chaque état :

- Etat fondamental $5/2^+$: l'état fondamental du ^{87}Kr est aussi un état $5/2^+$. Expérimentalement, il a aussi été associé à un état neutron $2d_{5/2}$ ($l=2$). Notre calcul est en accord avec ce résultat et donne $|\frac{5}{2}\rangle = 0,85 |0^+ 2d_{5/2}, \frac{5}{2}\rangle + 0,10 |2^+ 2d_{5/2}, \frac{5}{2}\rangle + \dots$. Même si, encore une fois, l'état fondamental se mélange avec les autres états $5/2$ issus des différentes combinaisons de couplage cœur-particule.

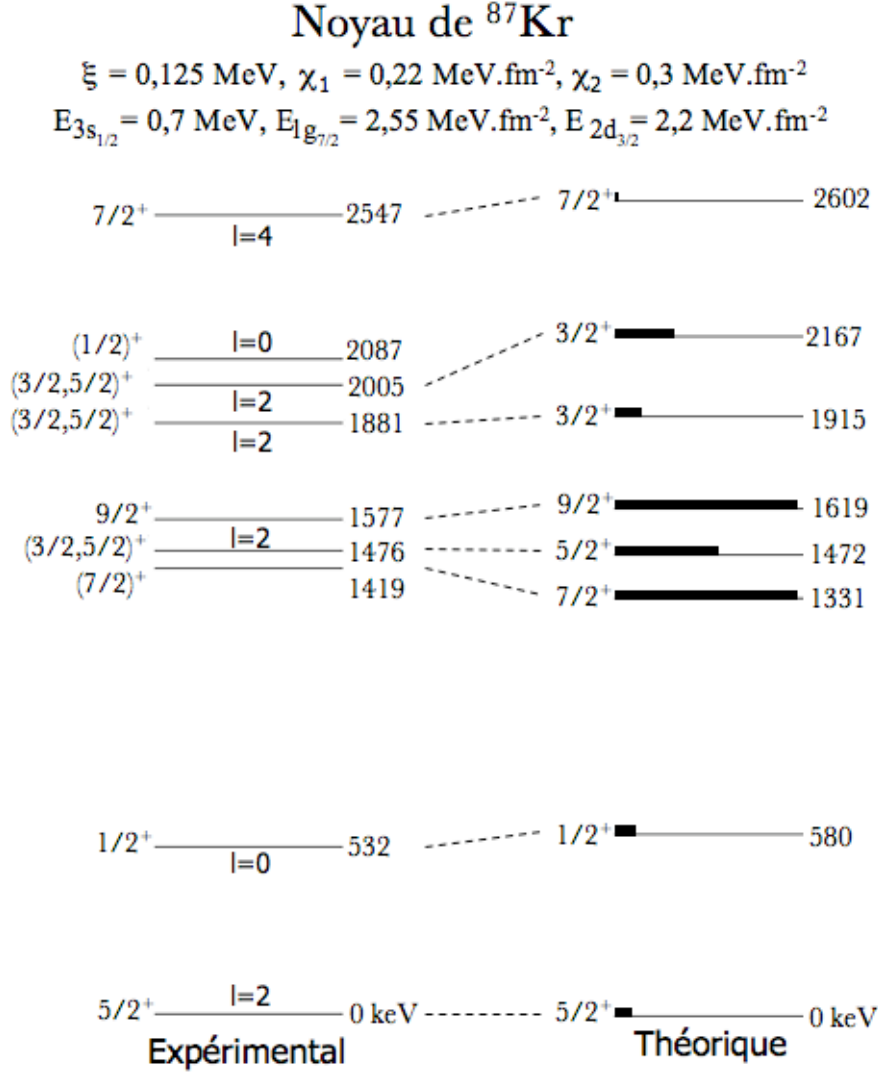


FIGURE 5.8: Comparaison entre le schéma de niveaux expérimental et le schéma de niveaux calculé avec le modèle de couplage faible développé par Thankappan et True pour le noyau de $^{87}\text{Kr}_{51}$. La barre horizontale noire sur les états calculés représente le pourcentage la fonction d'onde appartenant au multiplet $2^+ \otimes 2d_{5/2}$.

- Premier état excité $1/2^+$ (532 keV) : expérimentalement, cet état a aussi été associé à un neutron dans la couche $3s_{1/2}$. Une telle nature pour cet état doit sortir naturellement de notre calcul comme dans le cas de son analogue dans ^{89}Sr . La fonction est toujours aussi pure puisque l'on trouve $|\frac{1}{2}\rangle = 0,85 |0^+ 3s_{1/2}, \frac{5}{2}\rangle + \dots$. Expérimentalement, l'énergie du premier état $1/2$ a diminué de 500 keV entre ^{89}Sr et ^{87}Kr . Dans notre calcul, l'énergie particule individuelle $E_{3s_{1/2}}$ a pour énergie $\epsilon_{3s_{1/2}} - \epsilon_{2d_{5/2}} = 0,7 \text{ MeV}$. Ce qui représente une perte de $1,2 - 0,7 = 0,5 \text{ MeV}$. Notre modèle reproduit la chute brutale du premier état excité par la diminution de l'énergie de particule individuelle $\epsilon_{3s_{1/2}} - \epsilon_{2d_{5/2}}$ de la

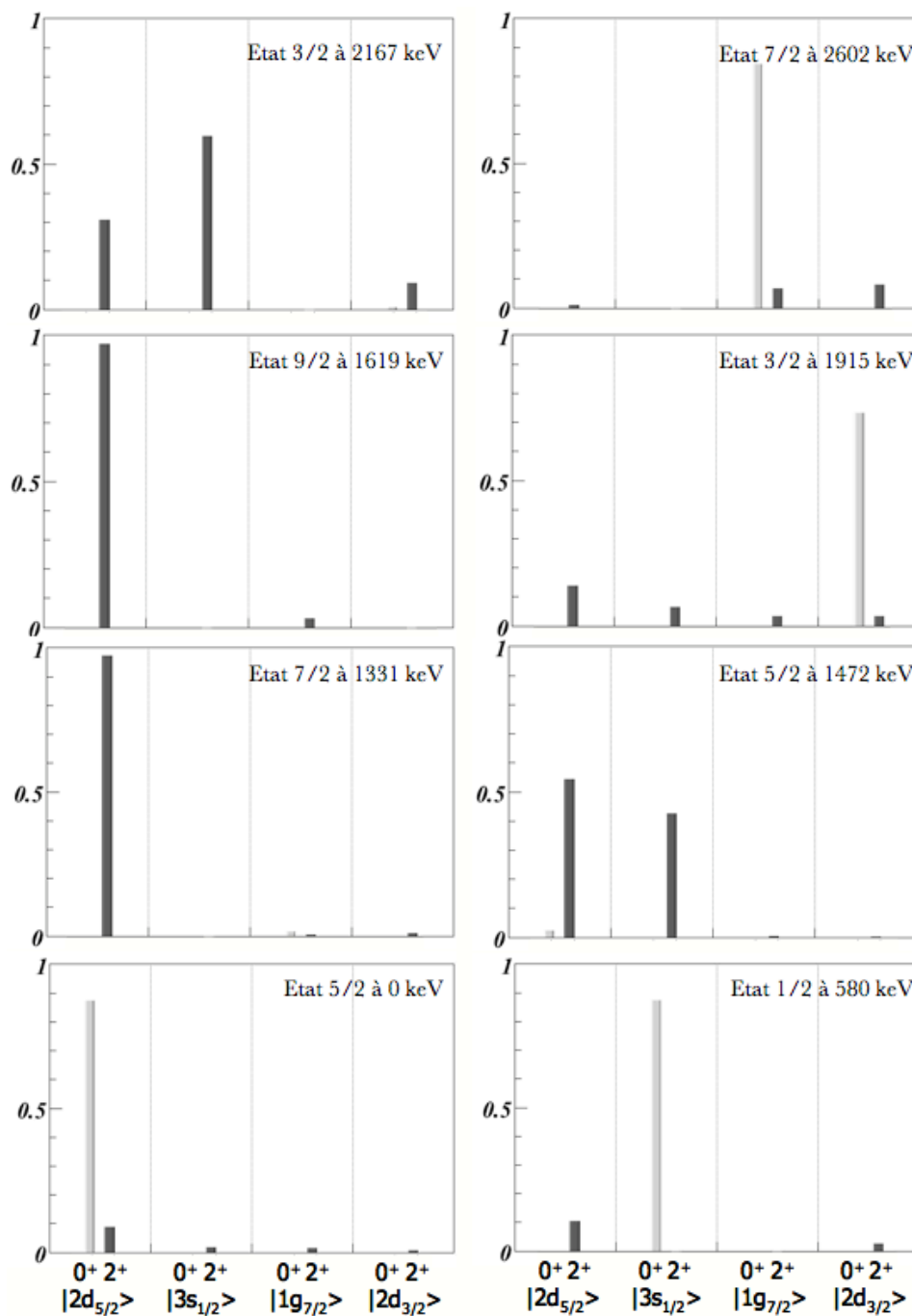


FIGURE 5.9: Composition des fonctions d'ondes pour chaque état calculé pour le noyau de $^{87}\text{Kr}_{51}$. La barre en gris clair représente le pourcentage de la fonction d'onde où un état de particule est couplé à l'état fondamental du cœur. La barre en gris foncé représente le pourcentage de la fonction d'onde où un état de particule est couplé à l'état 2^+ du cœur.

même quantité d'énergie.

- Deuxième état excité ($7/2^+$) (1419 keV) : il n'y a aucune information expérimentale sur la nature de l'état à 1419 keV. Seul son spin a été proposé [Bag]. Le modèle reproduit cet

- état comme un état $7/2^+$ issu (à plus de 95%) du couplage $2^+ \otimes 2d_{5/2}$.
- Troisième état excité ($3/2, 5/2^+$) (1476 keV) : expérimentalement, le moment angulaire orbital mesuré pour cet état est de $l=2$. Cependant, le moment angulaire total n'a pas été déterminé de manière définitive. L'assignation $3/2$ est issue de la comparaison avec le ^{89}Sr , mais les règles de transitions n'interdisent pas un spin $5/2$. Notre calcul a reproduit cet état avec un spin $5/2$. Il est issu du mélange entre les deux vecteurs de base $|2^+ 2d_{5/2}, \frac{5}{2}\rangle$ et $|2^+ 3s_{1/2}, \frac{5}{2}\rangle$. Il est analogue à l'état à 1847 keV calculé pour le ^{89}Sr .
 - Quatrième état excité $9/2^+$ (1577 keV) : cette fois le quatrième excité est un état $9/2^+$. Aucune information sur la nature de cet état n'a été obtenue expérimentalement mais son J^π est donnée de manière ferme [Bag]. Comme précédemment, dans le cas du ^{89}Sr , notre calcul le reproduit avec une configuration pure à 97% issue du couplage $2^+ \otimes 2d_{5/2}$. Avec l'état précédent, il faisait partie du multiplet $2^+ \otimes 2d_{5/2}$ proposé par O. Perru *et al.* [Per2006].
 - Cinquième état excité ($3/2, 5/2^+$) (1881 keV) : il est difficile expérimentalement de différencier la nature des deux états $3/2$ (à 1881 et 2005 keV). D'après les états $3/2$ analogues dans ^{89}Sr , il doit y en avoir un qui est issu de l'état de base $0^+ \otimes 2d_{3/2}$ et l'autre issu du multiplet $2^+ \otimes 2d_{5/2}$. L'énergie de l'état 2_1^+ a diminué de 300 keV entre le strontium et le krypton. De plus, l'énergie relative de la couche $2d_{3/2}$ a aussi du changer. Si l'on regarde la fonction d'onde de l'état calculé à une énergie de 1915 keV, sa composante principale est sur $0^+ \otimes 2d_{3/2}$. Nous associons cet état à l'état expérimental d'énergie 1881 keV sur une base d'attribution théorie-expérience 2 à 2. Auquel cas il est l'analogue de l'état à 1989 keV dans ^{89}Sr qui a alors subi une chute de 120 keV.
 - Sixième état excité ($3/2, 5/2^+$) (2005 keV) : compte tenu de ce que je viens de déduire sur l'état précédent, celui-ci devrait être principalement issu du multiplet $2^+ \otimes 2d_{5/2}$. La fonction d'onde calculée nous confirme cette assertion. Bien qu'elle soit un mélange de l'ensemble des couplages cœur-particule susceptible de produire $I = 3/2$.
 - Septième état excité ($1/2^+$) (2087 keV) : notre calcul ne reproduit pas du tout cet état. Aucun des états $1/2$ issu de la base du couplage ne se trouvent à cette énergie. En effet, l'état $1/2$ suivant prédit par notre modèle se trouve à 3,9 MeV. Il existe un état expérimental $1/2^+$ proposé à cette énergie. Cependant aucune observable expérimentale permettant de confirmer cette association n'a été mesurée. Par conséquent, notre modèle ne nous permet pas d'apporter d'informations sur la structure de cet état. Il n'appartient d'ailleurs peut-être pas à notre espace modèle.
 - Huitième état excité $7/2^+$ (2547 keV) : il s'agit, d'après les données (d,p) [Bag] de l'état neutron $1g_{7/2}$. Notre modèle permet de reproduire un état $7/2$ à cette énergie avec une fonction d'onde $0^+ \otimes 1g_{7/2}$ pure à 85%. Dans notre calcul, l'énergie de particule individuelle $E_{1g_{7/2}}$ a été diminuée de 50 keV. Cela semble indiquer que l'énergie de cette couche ne va pas significativement changer avec la perte de protons.

Le calcul pour le noyau de $^{87}_{36}\text{Kr}_{51}$, pour lequel un jeu de données expérimentales bien fourni existe, constitue un second test encourageant pour la validité du modèle choisi. Nous avons réussi à reproduire le schéma de niveau expérimental. Toutefois, notre choix de paramètres est très dépendant des informations expérimentales disponibles sur la structure des états observés. On notera la même remarque que pour le strontium 89 à la lecture du tableau 5.3 : ce sont les états issus du couplage $2^+ \otimes 2d_{5/2}$ qui ont les intensités E2 les plus fortes. La transition $|0^+ 1g_{7/2}, \frac{7}{2}\rangle \rightarrow |0^+ 2d_{5/2}, \frac{5}{2}\rangle$ semble toujours aussi inhibée que précédemment ($R=0,03$).

E_i	E_f	Configuration Principale	E_γ MeV	B(E2) e^2fm^4	R
1/2	5/2	$(0^+ \otimes 3s_{1/2}) \rightarrow (0^+ \otimes 2d_{5/2})$	0,580	127	0,54
7/2	5/2	$(2^+ \otimes 2d_{5/2}) \rightarrow (0^+ \otimes 2d_{5/2})$	1,331	320	1,37
5/2	5/2	$(2^+ \otimes 2d_{5/2}) \rightarrow (0^+ \otimes 2d_{5/2})$	1,472	149	0,64
9/2	5/2	$(2^+ \otimes 2d_{5/2}) \rightarrow (0^+ \otimes 2d_{5/2})$	1,619	172	0,74
3/2	5/2	$(0^+ \otimes 2d_{3/2}) \rightarrow (0^+ \otimes 2d_{5/2})$	1,915	62	0,27
3/2	5/2	$(2^+ \otimes 3s_{1/2}) \rightarrow (0^+ \otimes 2d_{5/2})$	2,167	54	0,23
7/2	5/2	$(0^+ \otimes 1g_{7/2}) \rightarrow (0^+ \otimes 2d_{5/2})$	2,602	6	0,03

TABLE 5.3: Tableau récapitulatif des valeurs des B(E2) calculés pour toutes les transitions des états excités vers l'état fondamental pour ^{87}Kr . R est le rapport entre le B(E2) calculé et le $B(E2 \downarrow)$ pour la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ dans le cœur de ^{86}Kr .

5.3.5 Calcul pour $^{85}_{34}\text{Se}_{51}$

Le schéma de niveaux expérimental de ce noyau est très dense : tous les états représentés dans la figure 5.10 ont été observés dans la décroissance β^- du $^{85}_{33}\text{Se}_{52}$ [Omt1991]. Dans leur article, J. P. Omtvedt *et al.* n'ont proposé un spin et une parité que pour les trois premiers états. Le spin $1/2^+$ du premier état excité a été confirmé par J.A. Cizewski *et al.* [Ciz2005] par une expérience de transfert, réalisée à Oakridge, $^{84}\text{Se}(d,p)^{85}\text{Se}$ à une énergie de 4 MeV/nucléon. Une expérience de réaction profondément inélastique a été réalisée à Legnaro avec un faisceau de ^{82}Se d'énergie 505 MeV sur une cible d' ^{238}U . L'ensemble de détection composé du spectromètre PRISMA et du détecteur CLARA ont permis d'identifier les transitions appartenant au ^{85}Se . Ce type de réaction permet de peupler les états yrasts dans ^{85}Se . Dans cette expérience, G. de Angelis [dA07], a levé l'incertitude sur le spin de l'état à 1115 keV en assignant la valeur $7/2^+$. Mais il a aussi mis en évidence un spin 9/2 pour l'état à 1437 keV. Enfin, en supposant une transition E2 entre les états à 1976 keV et à 1437 keV, il a proposé un spin $13/2^+$ pour l'état à 1976 keV.

Pour tenter de reproduire une telle densité d'état, j'ai rajouté le deuxième état excité du cœur : un état 0^+ d'énergie 1967 keV. Toutefois, pour ne pas multiplier le nombre de paramètres,

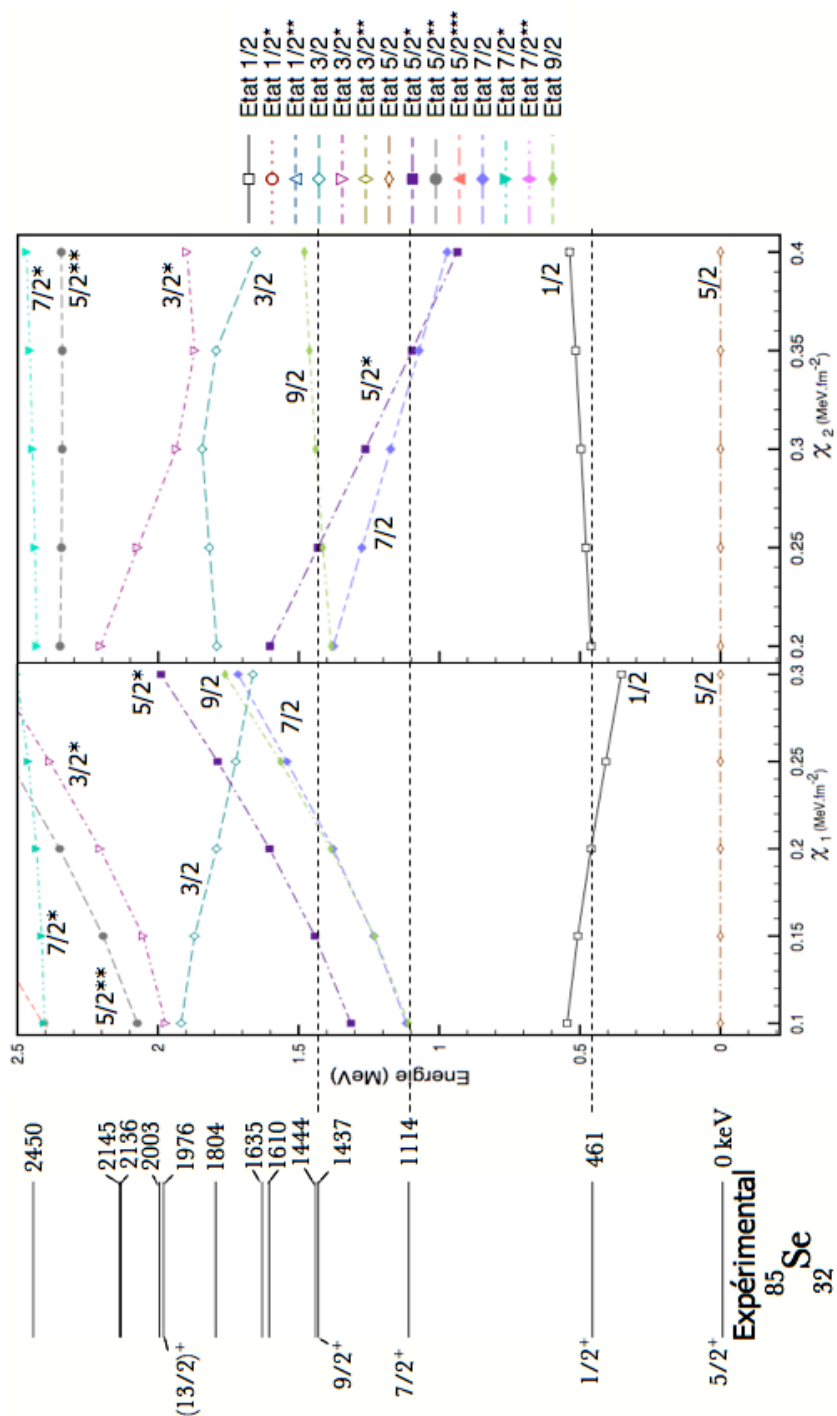


FIGURE 5.10: Comparaison entre le schéma de niveaux expérimental et le schéma de niveaux calculé avec le modèle de couplage faible développé par Thankappan et True pour le noyau de $^{85}_{34}\text{Se}_{51}$. Tout en bas se trouve le schéma de niveau expérimental avec tous les niveaux connus du noyau. Au-dessus sont représentées deux courbes. La première donne la variation des valeurs propres pour χ_1 entre 0,1 et 0,3 MeV.fm $^{-2}$. La deuxième donne la variation des valeurs propres pour χ_2 entre 0,2 et 0,4 MeV.fm $^{-2}$.

j'ai considéré cet état supplémentaire à part dans l'espace de valence. Aucun couplage d'ordre quadrupolaire n'est pris en compte : l'élément $\langle 0_1^+ \| \mathbf{Q}_c^{(2)} \| 0_2^+ \rangle$ est défini comme nul. Et l'élément de matrice $\langle 2^+ \| \mathbf{Q}_c^{(2)} \| 0_2^+ \rangle$ est considéré comme nul pour éviter de rajouter des paramètres supplémentaires. Ce qui a pour conséquence de rajouter quatre états provenant du couplage $0_2^+ \otimes 2d_{5/2}$, $0_2^+ \otimes 3s_{1/2}$, $0_2^+ \otimes 2d_{3/2}$ et $0_2^+ \otimes 1g_{7/2}$ aux énergies $E(0_2^+)$, $E(0_2^+) + E_{3s_{1/2}}$, $E(0_2^+) + E_{2d_{3/2}}$, $E(0_2^+) + E_{1g_{7/2}}$. Cependant, compte tenu de l'espace de valence choisi, l'état de spin 13/2 ne peut pas être reproduit. Pour déterminer mes paramètres nous n'avons que trois états excités dans le noyau de $^{85}_{34}\text{Se}_{51}$. Cela représente trop peu d'informations pour me permettre d'évaluer de manière définitive un jeu de paramètre. Ainsi, à partir des résultats obtenus pour le ^{87}Kr , j'extrapole l'évolution de ξ (0,131 MeV) à l'aide de la tendance en $1/A$ proposée par Kisslinger et Sorensen (bien que dans le cas d'une interaction nucléon-nucléon). J'extrapole à partir des valeurs précédentes l'évolution de l'énergie relative pour les couches $2d_{3/2}$ et $1g_{7/2}$. L'énergie de particule individuelle $E_{3s_{1/2}}$ va être fortement déterminée par l'énergie du premier état excité du noyau. Le résultat du calcul est représenté sur la figure 5.10. Compte tenu de la faible connaissance expérimentale de ce noyau, je n'ai pu déterminer un jeu de paramètres avec une grande certitude. Cependant, le résultat obtenu pour un ajustement sur les états d'énergie inférieure à 1500 keV est représenté sur le schéma de niveau de la figure 5.11.

En identifiant l'état à 461 keV à la configuration $0^+ \otimes 3s_{1/2}$, on obtient, après ajustement $E_{3s_{1/2}} = 0,58$ MeV. Les énergies relatives des deux autres états de particule individuelle ont été extrapolés pour donner $E_{2d_{3/2}} = 2,1$ MeV et $E_{1g_{7/2}} = 2,4$ MeV (*cf.* fig.5.18). La lecture du spectre expérimental montre qu'il y a quatre doublets d'états aux énergies 1437 et 1444 keV, 1610 et 1635 keV, 1989 et 2003 keV, 2136 et 2145 keV. Notre modèle, avec cette paramétrisation, ne permettra pas de reproduire un tel schéma de niveau. Cependant, si l'on regarde les courbes de la figure 5.10, on peut constater que pour $\chi_1 \approx +0,2$ et $\chi_2 \approx +0,25$, le doublet le plus bas est susceptible d'être reproduit. Un calcul avec ce jeu de paramètres nous permet de calculer le schéma de niveaux de la figure 5.11 et les fonctions d'onde de la figure 5.12.

La lecture des fonctions d'onde est très similaire à celle réalisée sur les deux noyaux précédents. Si l'ordre des états a changé, la configuration reste toujours aussi pure pour les deux états issus du multiplet $2^+ \otimes 2d_{5/2}$ que sont les états $7/2^+$ à 1252 keV et $9/2^+$ à 1399 keV. Ces états sont associés aux états expérimentaux à 1114 keV et 1437 keV respectivement. L'état fondamental et le premier état excité de ce noyau sont principalement issus de configurations $0_1^+ \otimes 2d_{5/2}$ et $0_1^+ \otimes 3s_{1/2}$ (et en accord avec notre effort d'ajustement) comme pour les noyaux précédents. Dans notre calcul, l'état qui forme le doublet avec l'état $9/2$ correspondrait à un état $5/2$ d'énergie 1401 keV. A l'instar des autres deuxièmes états $5/2$, celui-ci est issu du mélange entre $2^+ \otimes 2d_{5/2}$ (à 54%) et $2^+ \otimes 3s_{1/2}$ (à 44%). Par conséquent, dans ce noyau, et de manière analogue aux isotones moins déficients en protons, nous avons réussi à identifier la plupart des états issus principalement du couplage $2^+ \otimes 2d_{5/2}$.

Etant donné la proximité en énergie ($\Delta E = 22$ keV), on est tenté d'associer l'état observé à 1804 keV à celui calculé à 1826 keV. Ce dernier est à 75% issu du couplage $0_1^+ \otimes 2d_{3/2}$. Il en

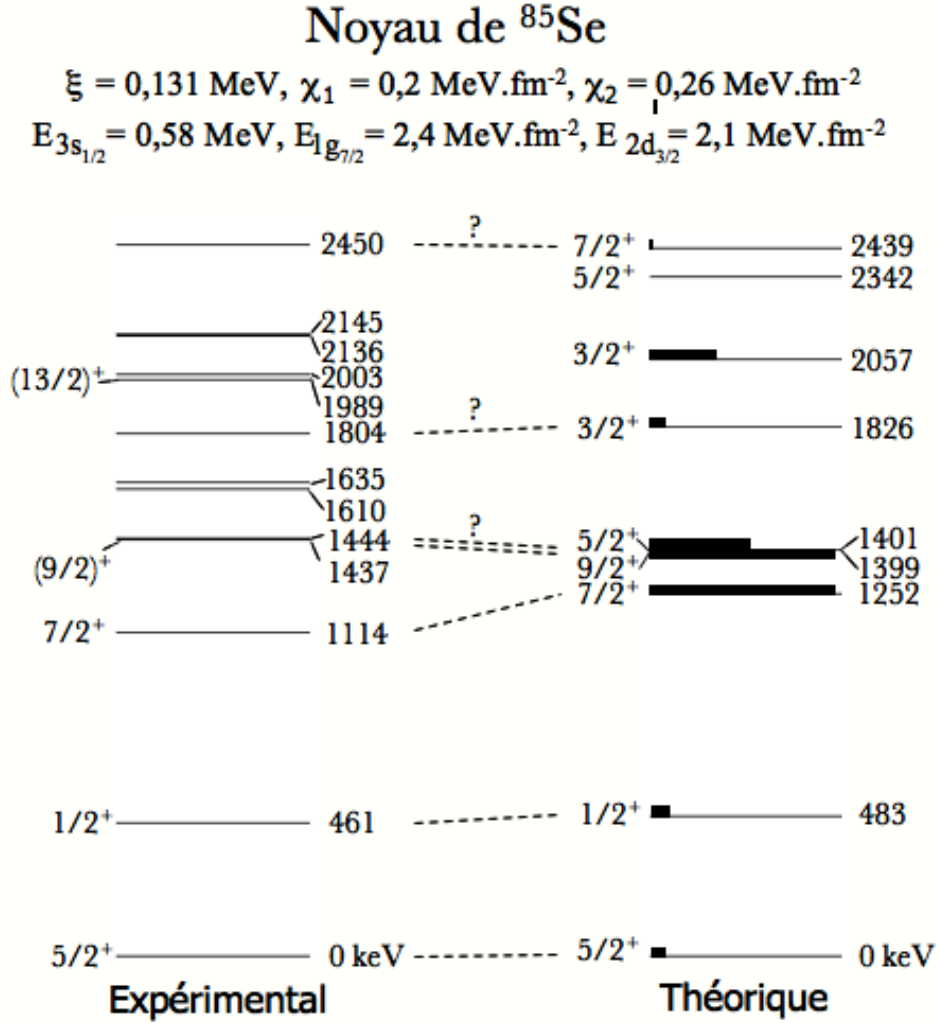


FIGURE 5.11: Comparaison entre le schéma de niveaux expérimental et le schéma de niveaux calculé avec le modèle de couplage faible développé par Thankappan et True pour le noyau $^{85}\text{Se}_{51}$. La barre horizontale noire sur les états calculés représente le pourcentage la fonction d'onde appartenant au multiplet $2^+ \otimes 2d_{5/2}$.

va de même pour l'état calculé à l'énergie 2439 keV issu du couplage $0_1^+ \otimes 1g_{7/2}$ très proche de l'état observé à 2450 keV. Sur la figure 5.13, j'ai représenté les évolutions des énergies pour les états de nature $0^+ \otimes 3s_{1/2}$, $0^+ \otimes 2d_{3/2}$ et $0^+ \otimes 1g_{7/2}$. Nous avons extrapolé les énergies que nous attendrions pour les états $0^+ \otimes 2d_{3/2}$ et $0^+ \otimes 1g_{7/2}$ dans le noyau ^{85}Se . Nous avons trouvé, respectivement 1755 et 2419 keV. Ces extrapolations sont en très bon accord avec les valeurs expérimentales des énergies des états que nous avons attribués à $0^+ \otimes 2d_{3/2}$ et $0^+ \otimes 1g_{7/2}$ respectivement. Par conséquent, nous proposons pour les états observés à 1804 et 2450 keV les configurations $0^+ \otimes 2d_{3/2}$ et $0^+ \otimes 1g_{7/2}$ (respectivement).

A l'instar des deux isotones précédents, nous avons présenté dans le tableau 5.4 l'ensemble des B(E2) calculés pour les transitions qui désexcitent tous les états vers le fondamental. Les tendances sont les mêmes que les précédentes. A savoir que la transition du premier état 7/2

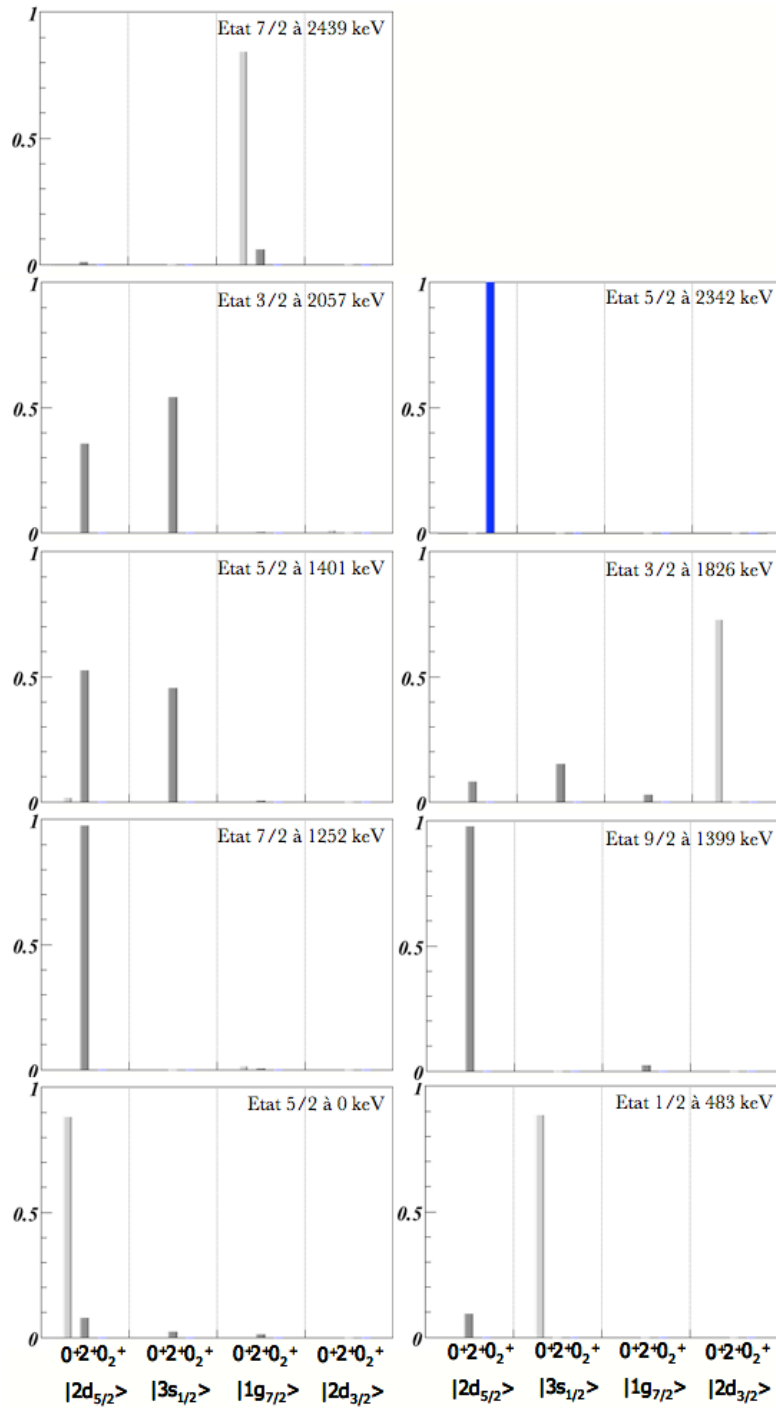


FIGURE 5.12: Composition des fonctions d'ondes pour chaque état calculé pour le noyau de $^{85}_{34}\text{Se}_{51}$. La barre en gris clair représente le pourcentage de la fonction d'onde où un état de particule est couplé à l'état fondamental du cœur. La barre en gris foncé représente le pourcentage de la fonction d'onde où un état de particule est couplé à l'état 2_1^+ du cœur. Enfin, la barre bleue représente le pourcentage de la fonction où un état de la particule est couplé à l'état 0_2^+ du cœur.

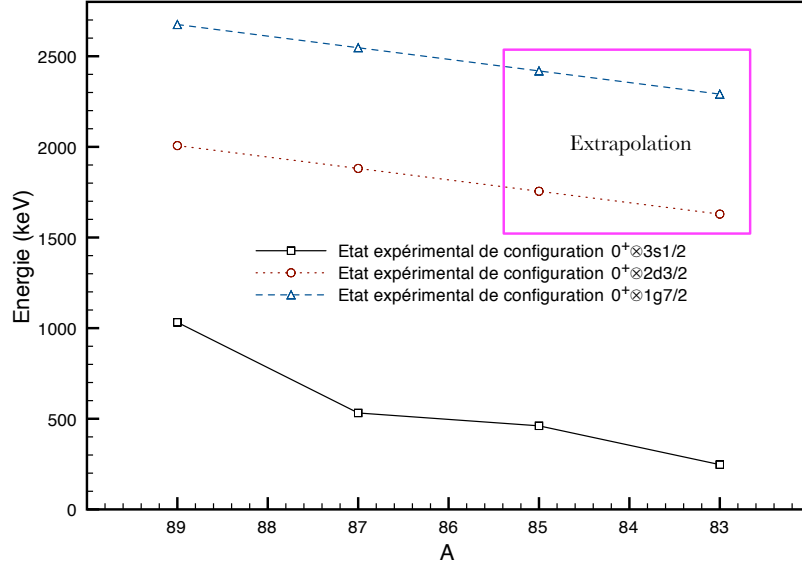


FIGURE 5.13: Courbe de l'évolution de l'énergie, mesurée expérimentalement, des les états issus d'un configuration de quasi-particule $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ et $1g_{7/2}$. Les points des états $2d_{3/2}$ et $1g_{7/2}$ ont été extrapolé pour le ^{85}Se .

vers le fondamental est fortement favorisé. Tous les états issus du couplage du 0_1^+ à un état de particule individuelle semblent défavorisés par la présence de la particule. Même dans le cas

E_i	E_f	Configuration Principale	E_γ MeV	$B(E2)$ e^2fm^4	R
1/2	5/2	$(0_1^+ \otimes 3s_{1/2}) \rightarrow (0_1^+ \otimes 2d_{5/2})$	0,483	138	0,59
7/2	5/2	$(2^+ \otimes 2d_{5/2}) \rightarrow (0_1^+ \otimes 2d_{5/2})$	1,252	307	1,31
9/2	5/2	$(2^+ \otimes 2d_{5/2}) \rightarrow (0_1^+ \otimes 2d_{5/2})$	1,399	180	0,77
5/2	5/2	$(2^+ \otimes 2d_{5/2}) \rightarrow (0_1^+ \otimes 2d_{5/2})$	1,401	153	0,65
3/2	5/2	$(0_1^+ \otimes 2d_{3/2}) \rightarrow (0_1^+ \otimes 2d_{5/2})$	1,826	42	0,18
3/2	5/2	$(2^+ \otimes 3s_{1/2}) \rightarrow (0_1^+ \otimes 2d_{5/2})$	2,057	75	0,32
7/2	5/2	$(0_1^+ \otimes 1g_{7/2}) \rightarrow (0_1^+ \otimes 2d_{5/2})$	2,439	5	0,02

TABLE 5.4: Tableau récapitulant les valeurs des $B(E2)$ calculés pour toutes les transitions des états excités vers l'état fondamental pour ^{85}Se . R est le rapport entre le $B(E2)$ calculé et le $B(E2 \downarrow)$ pour la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ dans le cœur de ^{84}Se .

de ^{85}Se , où les indications expérimentales sur la nature des états restent peu nombreuses, le modèle de Thankappan et True semble rester valide et utile pour s'orienter dans les données et décrire le schéma de niveau à basse énergie. Par conséquent, il est temps de calculer le noyau

5.4 Application au noyau $^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$

Pour calculer le schéma de niveaux du $^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$, j'ai employé la méthode décrite dans le paragraphe 5.3.2. Toutes les valeurs des paramètres ont été extrapolées à partir du ^{85}Se comme le montre la figure 5.14. De plus, la figure 5.13 montre que le premier état excité $1/2$ continue de baisser en énergie. Aussi, afin de reproduire cette tendance, nous avons diminué l'énergie d'état de particule individuelle $E_{3s_{1/2}}$ de 80 keV. Enfin, les énergies de particules individuelles $E_{2d_{3/2}}$ et $E_{1g_{7/2}}$ ont été extrapolées. Un premier calcul réalisé avec ce jeu de paramètres est représenté

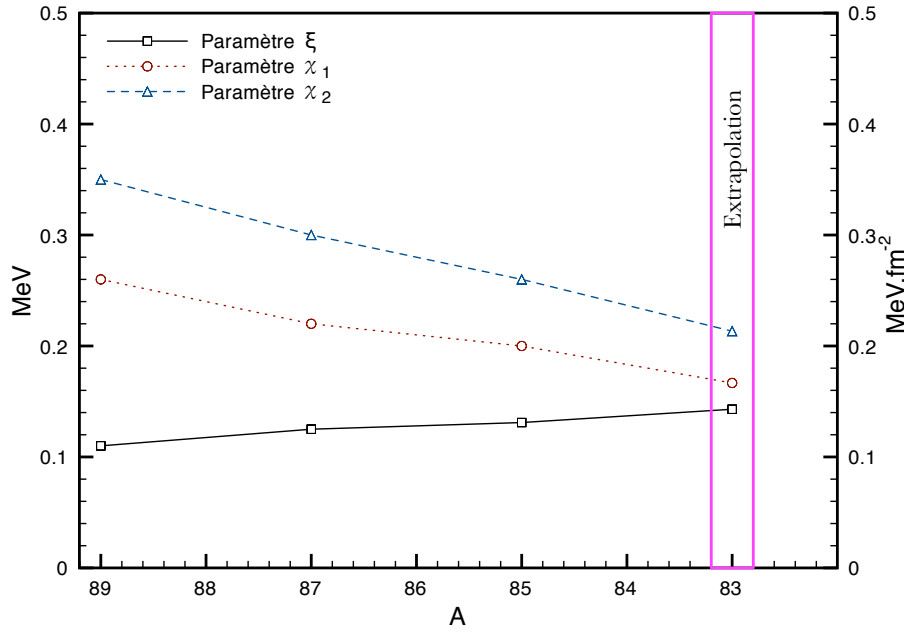


FIGURE 5.14: Courbe de l'évolution des paramètres ξ , χ_1 , et χ_2 . Sur cette courbe, les points correspondants à $^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$ ont été extrapolés à partir des valeurs obtenues pour les autres isotones.

sur la figure 5.15. Il ne reproduit pas l'ordre des moments angulaires des états expérimentaux. L'influence des seuls paramètres ξ , χ_1 et χ_2 ne m'a pas permis de reproduire l'ordre des spins des états. Pour cette raison, l'énergie de particule individuelle $E_{3s_{1/2}}$ a été fortement abaissée à une valeur de 0,28 MeV.

Avec cette nouvelle valeur, un jeu de paramètre satisfaisant a été déterminé. Le schéma de niveau qui en est issu est représenté sur la figure 5.16 et les fonctions d'onde des états sont représentées sur la figure 5.17.

On peut constater que nous n'avons pas réussi à reproduire l'espacement entre les états. Cependant, nous avons bien reproduit l'ordre des spins avec $\xi = 0,09$ MeV, $\chi_1 = 0,16$ MeV.fm⁻² et $\chi_2 = 0,25$ MeV.fm⁻².

Encore une fois, les configurations sont sensiblement les mêmes que pour les calculs précédents. L'état fondamental du noyau est toujours un état $5/2$ correspondant au couplage $0^+ \otimes 2d_{5/2}$

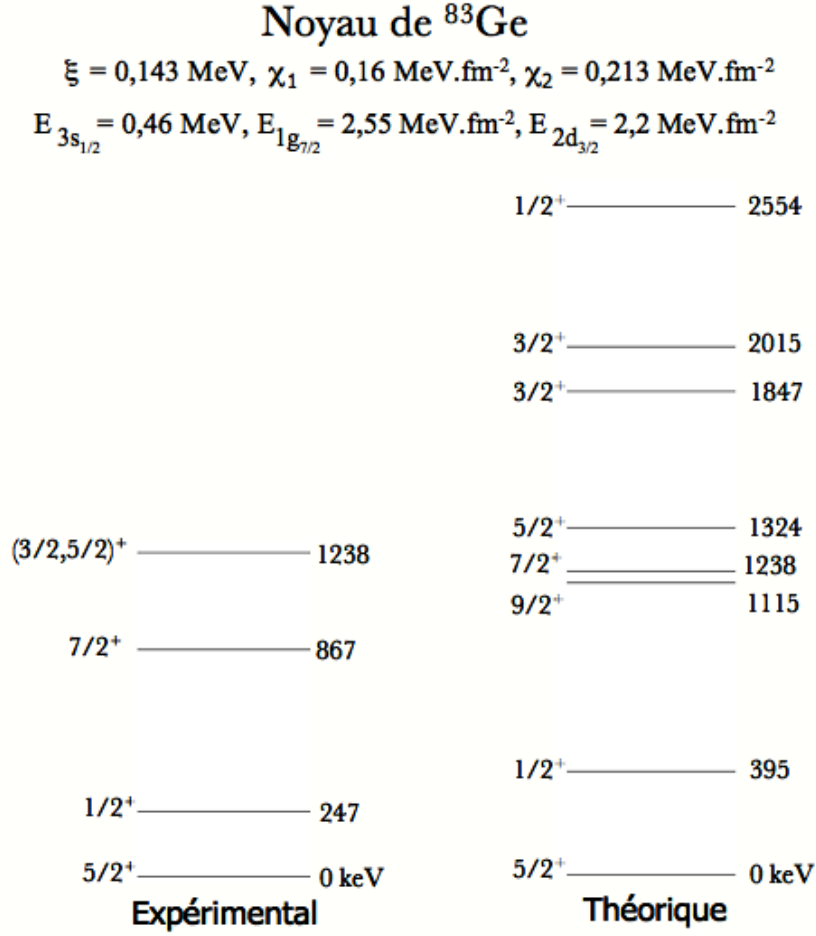


FIGURE 5.15: Comparaison entre le schéma de niveaux expérimental et le schéma de niveaux calculé avec le jeu de paramètres extrapolés.

(89%). Le premier état excité, est encore un état du couplage $0^+ \otimes 3s_{1/2}$ (90%). Pour le reproduire, l'énergie de particule individuelle $E_{3s_{1/2}}$ a été diminuée de 300 keV. L'état 7/2 est un membre du multiplet $2^+ \otimes 2d_{5/2}$ presque pur (98%). Enfin, le dernier état représenté dans le schéma de niveaux calculé est encore issu d'un mélange entre les deux membres 5/2 des multiplets : $2^+ \otimes 2d_{5/2}$ (50%) et $2^+ \otimes 3s_{1/2}$ (49%). Ce mélange a augmenté avec le rapprochement de la couche $3s_{1/2}$ de la couche $2d_{5/2}$. Cela a eu pour conséquence de rapprocher les barycentres des multiplets issus des deux couplages. La levée de dégénérescence a eu pour conséquence de forcer les états 5/2 à se rapprocher et donc à se mélanger.

Nous avons procédé au calcul des B(E2) pour toutes les transitions dans le $^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$. Encore une fois, les tendances observées sont les mêmes que pour les trois isotones précédents.

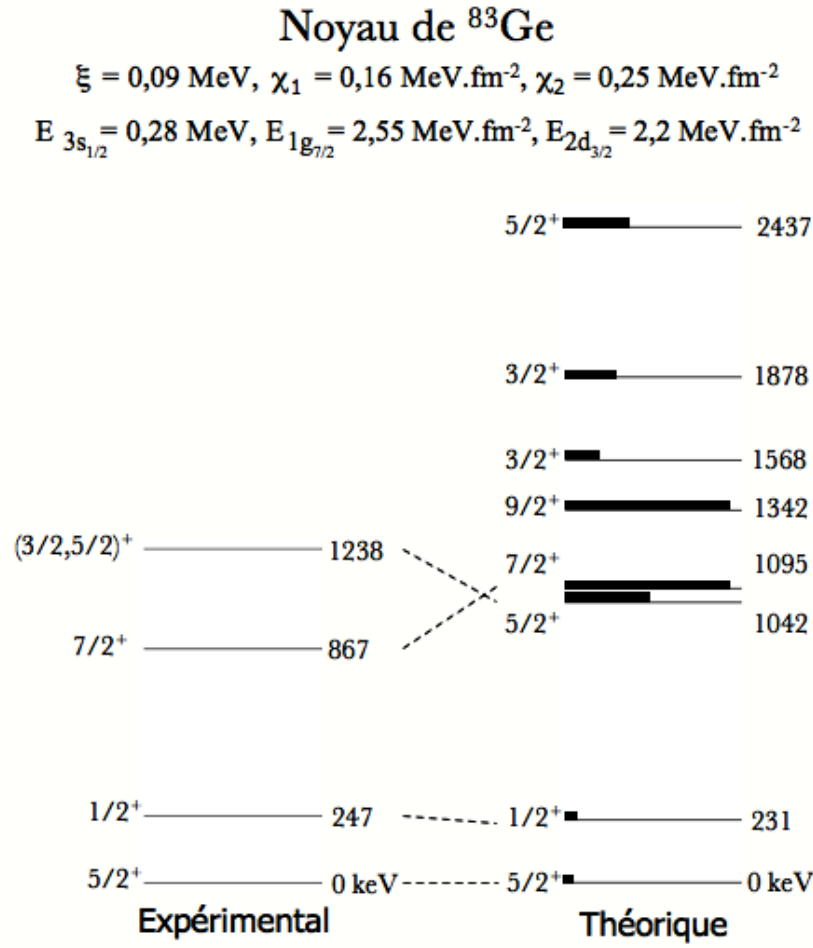


FIGURE 5.16: Comparaison entre le schéma de niveaux expérimental et le schéma de niveaux calculé avec le modèle de couplage faible développé par Thankappan et True pour le noyau de $^{83}\text{Ge}_{51}$ après abaissement supplémentaire de l'état de particule individuelle $3s_{1/2}$ (voir texte).

E_i	E_f	Configuration Principale	E_γ MeV	$B(E2)$ e^2fm^4	R
1/2	5/2	$(0^+ \otimes 3s_{1/2}) \rightarrow (0^+ \otimes 2d_{5/2})$	0,231	125	0,54
5/2	5/2	$(2^+ \otimes 2d_{5/2}) \rightarrow (0^+ \otimes 2d_{5/2})$	1,042	162	0,71
7/2	5/2	$(2^+ \otimes 2d_{5/2}) \rightarrow (0^+ \otimes 2d_{5/2})$	1,095	323	1,4
9/2	5/2	$(2^+ \otimes 2d_{5/2}) \rightarrow (0^+ \otimes 2d_{5/2})$	1,385	173	0,75
3/2	5/2	$(2^+ \otimes 3s_{1/2}) \rightarrow (0^+ \otimes 2d_{5/2})$	1,568	37	0,16
3/2	5/2	$(0^+ \otimes 2d_{3/2}) \rightarrow (0^+ \otimes 2d_{5/2})$	1,878	87	0,38
5/2	5/2	$(2^+ \otimes 3s_{1/2}) \rightarrow (0^+ \otimes 2d_{5/2})$	2,438	56	0,24

TABLE 5.5: Tableau récapitulant les valeurs des $B(E2)$ calculées pour toutes les transitions des états excités vers l'état fondamental pour ^{83}Ge . R est le rapport entre le $B(E2)$ calculé et le $B(E2 \downarrow)$ pour la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ dans le cœur de ^{82}Ge .

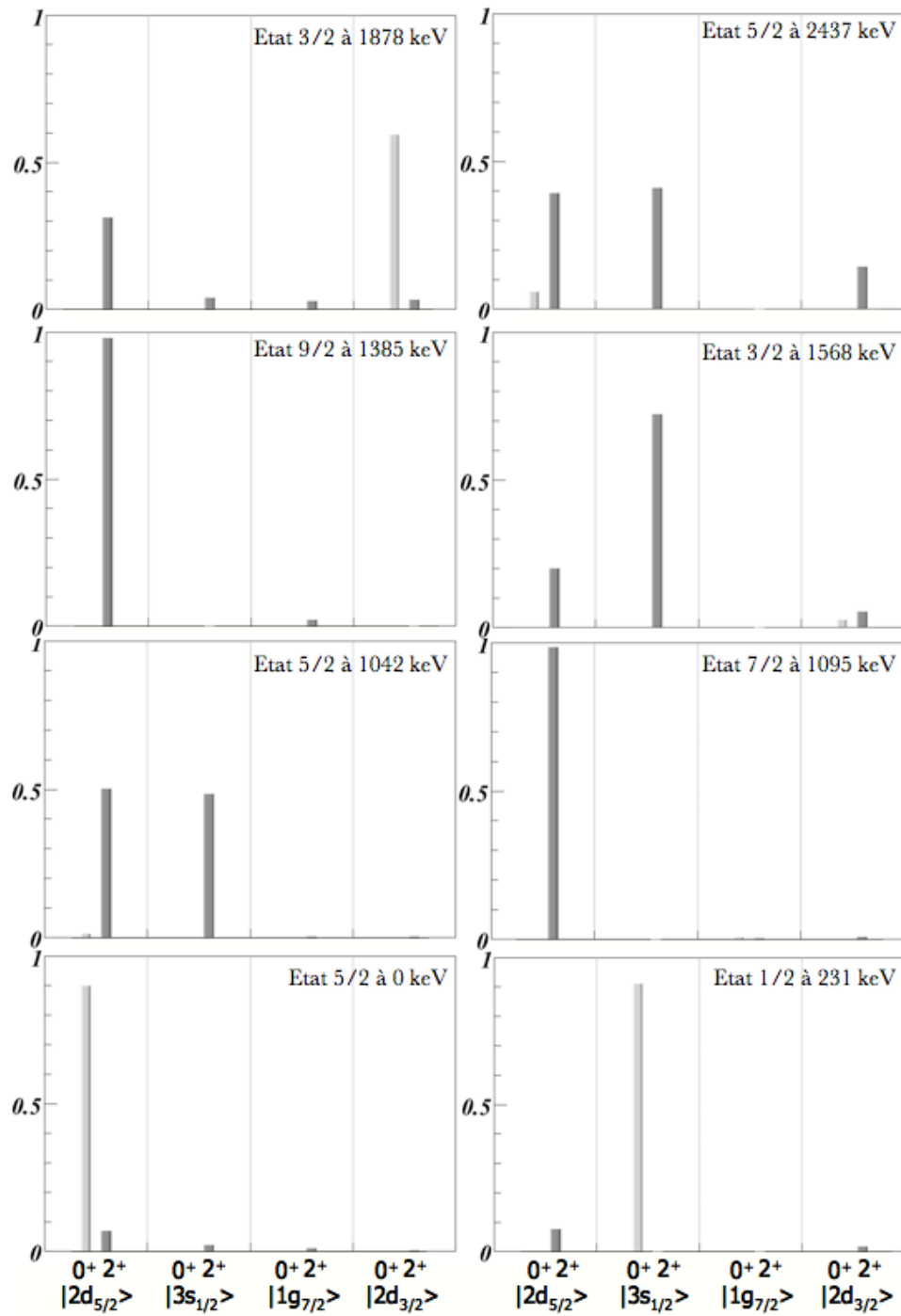


FIGURE 5.17: Composition des fonctions d'ondes pour chaque état calculé pour le noyau $^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$. La barre en gris clair représente le pourcentage de la fonction d'onde où un état de particule est couplé à l'état fondamental du cœur. La barre en gris foncé représente le pourcentage de la fonction d'onde où un état de particule est couplé à l'état 2^+_1 du cœur.

5.5 Conclusion sur la structure en couplage faible dans la chaîne isotonique N=51

Nous venons d'appliquer le modèle de couplage faible développé par Thankappan et True [Tha1965] à l'ensemble des noyaux impairs de la chaîne isotonique N=51. Nous avons pu reconstituer, dans tous les noyaux concernés, les multiplets d'états issus du couplage faible. Nous avons été confortés dans nos associations entre le calcul et les états expérimentaux par l'ensemble des informations extraites des réaction directes. De plus, sur un noyau tel que ^{85}Se , où peu d'informations sur la nature des états est disponible, un modèle tel que celui-ci a permis de proposer une identification des états expérimentaux. Ce modèle constitue une première étape dans l'exploration d'un espace de valence dans lequel les calculs de modèle en couches n'ont pas encore été effectués. La figure 5.18 présente l'évolution de l'énergie relative des états de particule individuelle $E_{3s_{1/3}}$, $E_{1g_{7/2}}$ et $E_{2d_{3/2}}$ qui ont été ajustées sur les noyaux ^{89}Sr , ^{87}Kr , ^{85}Se et ^{83}Ge ². En parallèle, sur la figure 5.19, est représenté l'évolution des paramètres ξ , χ_1 et χ_2 .

La figure 5.18 montre que l'état de particule individuelle $3s_{1/2}$ se rapproche de la couche $2d_{5/2}$.

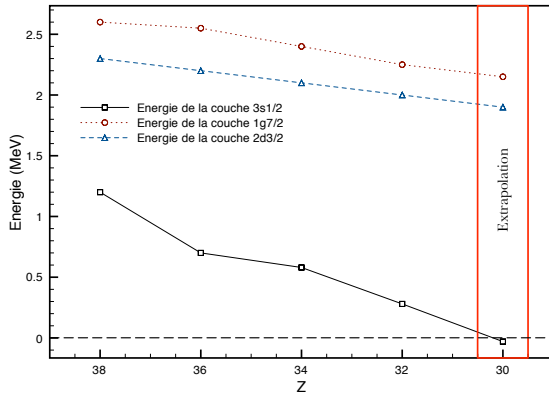


FIGURE 5.18: Energie des couches $3s_{1/3}$, $1g_{7/2}$ et $2d_{3/2}$ relativement à la couche $2d_{5/2}$. Le trait en pointillé représente la couche $2d_{5/2}$ d'énergie 0 MeV. Le rectangle met en évidence les points qui ont été extrapolés pour le $^{81}_{30}\text{Zn}_{51}$.

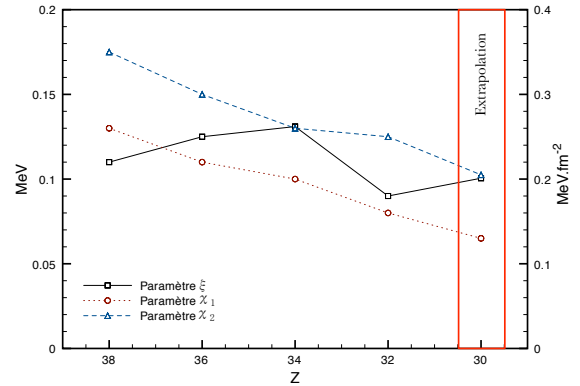


FIGURE 5.19: Valeurs des jeux de paramètres pour les quatre noyaux étudiés. Le rectangle met en évidence les points qui ont été extrapolés pour le $^{81}_{30}\text{Zn}_{51}$.

Des indications de ce rapprochement avaient été obtenues à partir de l'étude de la décroissance radioactive $^{81}_{30}\text{Zn}_{51} \rightarrow ^{81}_{31}\text{Ga}_{50}$ [Ver2007]. On peut constater que si l'on extrapole la tendance, le croisement des deux orbitales devrait avoir lieu entre $Z=31$ et $Z=30$. Par conséquent, nous devrions observer un état fondamental $1/2^+$ dans le $^{81}_{30}\text{Zn}_{51}$.

La figure 5.19 présente l'ensemble des jeux de paramètres qui ont été trouvés pour les dif-

2. Le tableau 5.1 récapitule la méthode d'obtention des tous les paramètres intervenant dans le modèle

férents noyaux. Au cours des différents calculs, nous avons constaté que le paramètre χ_1 ne semble pas suivre l'évolution du $B(E2 \downarrow)$. De plus, la règle en $1/A$ pour le paramètre ξ n'a pas été respectée. Cependant, il est bon de rappeler que les paramètres ξ , χ_1 et χ_2 absorbent les imperfections du modèle. Par exemple, pour ξ , dans le cadre de la force de Kisslinger et Sorensen, cette force représentait l'interaction entre deux nucléons dans le champ du cœur. Mais dans notre cas, il s'agit d'une interaction entre deux corps qui ne sont pas deux nucléons. Par conséquent, il n'est pas forcément choquant de voir que la tendance en $1/A$ n'est pas respectée. A partir des courbes 5.18 et 5.19, nous avons extrapolé les paramètres que nous devrions trouver pour $^{81}_{30}\text{Zn}_{51}$. Nous avons évalué la diminution moyenne de chaque paramètre le long de la chaîne. Puis, à partir du jeu de paramètres du $^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$, nous avons calculé $\xi = 0,096$ MeV, $\chi_1 = 0,14$ MeV.fm⁻², $\chi_2 = 0,205$ MeV.fm⁻², $E_{3s_{1/2}} = -0,03$ MeV, $E_{2d_{3/2}} = 1,9$ MeV et $E_{1g_{7/2}} = 2,15$ MeV. Le résultat du calcul réalisé avec ce jeu de paramètre est présenté sur la figure 5.20. On observe pour l'état fondamental un spin 1/2 compatible avec les données de l'expérience de radioactivité de D. Verney *et al.* [Ver2007].

L'application du modèle de Thankappan et True aux données de $^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$ a permis de confirmer la nature des états proposée dans l'étude antérieure de la décroissance $^{83}_{31}\text{Ga}_{52} \rightarrow ^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$ [Per2006]. L'ordre des spins qui avaient été proposé est, en particulier, bien compatible avec l'hypothèse du couplage, comme le montre la figure 5.16. De plus, à partir des mesures de $B(E2)$ et de l'énergie de l'état 2^+_1 dans le ^{80}Zn [VdW2007] nous avons pu extrapoler un schéma de niveaux qu'il nous faudra comparer avec les résultats de la future expérience destinée à observer la décroissance β^- des $^{79-80-81}\text{Cu} \rightarrow ^{79-80-81}\text{Zn}$ à ALTO.

Le programme informatique qui a été écrit pour ce modèle nécessite quelques améliorations : tout d'abord, il me faudra intégrer un algorithme qui me permettra de réaliser automatiquement les ajustements des différents paramètres. Cette amélioration me permettra d'étudier plus en détails les résultats des calculs pour les probabilités de transition réduite $B(E2)$ et $B(M1)$. Par la suite, nous pourrions procéder au calcul sur d'autres chaînes telle que la chaîne des cuivre où il s'agira de coupler un proton au cœur. Une bonne maîtrise du jeu de paramètre nous amènera à nous focaliser sur la discussion des charges effectives de la particule et/ou du cœur. Cela devrait mettre en avant une éventuelle polarisabilité du cœur. Cette amélioration nous permettra, de plus, d'augmenter le nombre de paramètres afin de pouvoir, par exemple, permettre de tenir compte du couplage entre les états de cœur 0^+_2 et 2^+_1 dans ^{84}Se . Enfin, l'augmentation du nombre de paramètres nous permettrait d'intégrer une interaction d'ordre octupolaire. Cette nouvelle partie de l'interaction ouvrirait l'espace de valence aux états 3^- qui sont présents dans les états excités du cœur.

Enfin, remarquons que ce modèle permet d'avoir une idée assez fine de l'évolution des énergies de particule individuelle. Si on mélange tous les états correspondant au couplage de tous les états du cœur avec toutes les particules de l'espace de valence, on a identité avec un calcul de modèle en couches. Le modèle de couplage faible correspond de fait à une troncation de

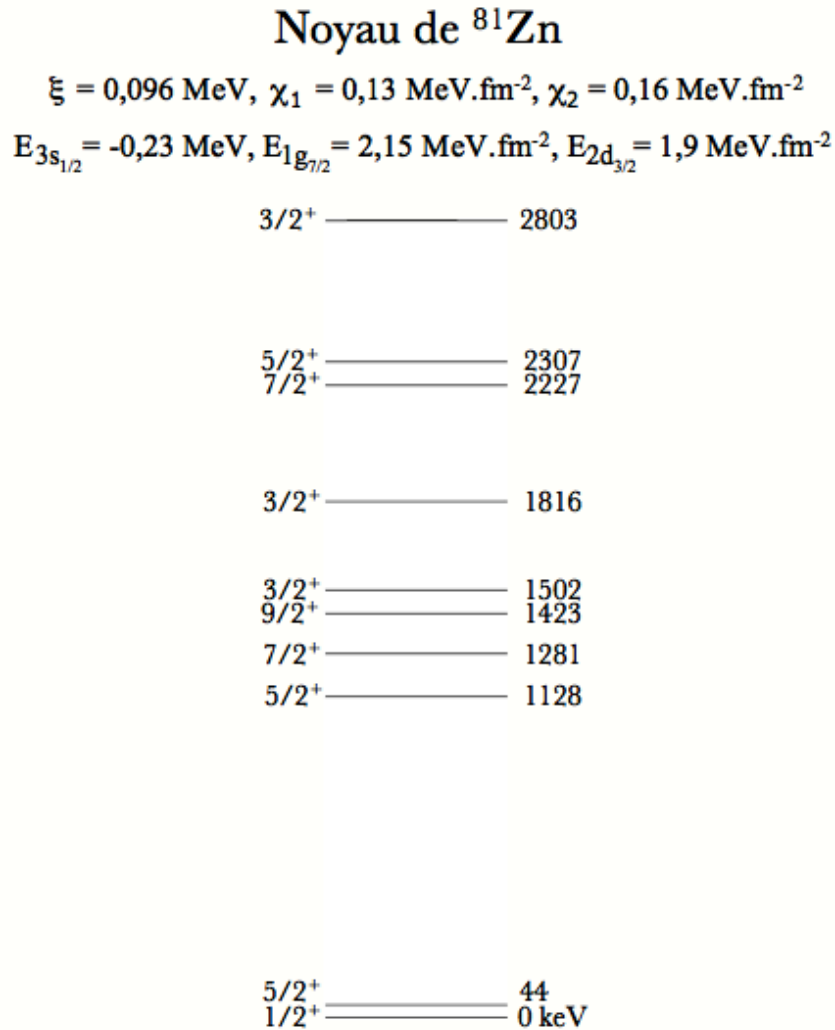


FIGURE 5.20: Propositions pour le schéma de niveaux calculé avec le modèle de couplage faible développé par Thankappan et True pour le noyau de $^{81}_{30}\text{Zn}_{51}$.

l'espace de valence du modèle en couche. Aussi, c'est une étape intéressante vers un calcul plus sophistiqué du type modèle en couche. Mais il n'empêche qu'en comparaison de ces calculs, le modèle du couplage faible donne une grande lisibilité aux fonctions d'onde et permet aux expérimentateurs de s'orienter dans les données qu'ils obtiennent.

Chapitre 6

Conclusion

“L’heure de la fin des découvertes ne sonne jamais”

— Sidonie Gabrielle Colette.

En 2000, une expérience au CERN a eu lieu pour valider la méthode de production basée sur l’utilisation de la photofission. En 2002, la cavité accélératrice (ancien pré-injecteur du LEP) prend ses quartiers à Orsay. En 2003-2004, des blocs de béton sont installés dans le bâtiment du tandem pour construire le bunker du LINAC. En 2005, le système de radio-fréquence est installé sur la section accélératrice. Accessoirement, en septembre, je commence ma thèse avec le groupe NESTER à l’IPN. En décembre 2005, le premier faisceau d’électron est accéléré. Et en juillet 2006, le premier faisceau radioactif est extrait de la cible. Il n’aura fallu que (ou au moins) six ans pour que la première installation produisant des faisceaux radioactifs par photofission au monde voit le jour.

Ces trois dernières années, nous avons assisté à la naissance d’une nouvelle installation. Avec les mesures des taux de production, après séparation en masse, ALTO a fait ses premiers pas. Lors de ces mesures, les résultats ont montré qu’avec une intensité nominale de $10\ \mu\text{A}$ et une énergie de 50 MeV pour le faisceau d’électrons, 10^{11} fissions/s étaient produites dans la cible. L’étude systématique des masses 78 à 140 nous a conduit à plusieurs conclusions. Pour commencer, les simulations réalisées avec le code FLUKA [Mah2006] ont amélioré notre compréhension de l’ensemble des processus mis en jeu dans la cible. Ainsi, nous avons mis en évidence que l’essentiel des fissions sont concentrées sur les premiers centimètres de la cible. Si cette hypothèse se vérifie, une réduction de la longueur de la cible, de 20 à 10 cm, apportera une amélioration aux temps de sortie avec l’utilisation de la photofission sans diminuer le nombre total de fission par seconde. Enfin, nous avons confirmé une particularité du mécanisme de

photofission. Comparativement à la fission induite par des particules chargées, le mécanisme de photofission est plus froid. Et, comparativement à ISOLDE, les fragments de fissions les plus proches de la stabilité sont beaucoup moins produits. Ce résultat a des implications fortes sur la contamination isobarique après la séparation en masse. A titre d'illustration, dans le cas de l'étude de la décroissance du $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$, à ISOLDE, le faisceau contenait un noyau déficient en neutron : ^{84}Rb . Le rubidium est un alcalin facilement ionisable par ionisation de surface (80% d'efficacité) comparativement au gallium (0,7%). Dans sa décroissance radioactive une transition à 248 keV est alimentée, ce qui signifie que nous n'aurions pas pu identifier la transition à 247,7 keV de $^{84}_{33}\text{As}_{51}$ à ALTO si ^{84}Rb avait été produit.

Nous avons vu que les isotopes de gallium sont des traceurs de l'évolution de la collectivité au-delà du gap magique 50. Leur étude devait permettre de caractériser la magicité de $N=50$, mais surtout d'apporter des informations sur le nouvel espace de valence qui s'ouvre au delà de ce nombre magique. Ainsi, au cours d'un des tests de radioprotection, réalisés pour vérifier l'efficacité du blindage, une source à ionisation de surface a été disposée à la sortie de la cible. Dans la région des masses 82 à 84, seul l'élément Ga était susceptible d'être ionisé par un tube en tungstène. Nous avons tiré parti de cette purification en Z pour mettre en place un dispositif expérimental afin d'observer les décroissances radioactives β^- et β^-n du $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$ et du $^{83}_{31}\text{Ga}_{52}$. Suite à l'analyse des données, accumulées pendant une journée de faisceau, nous avons découvert la présence d'un état isomérique dans le noyau $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$. Nous avons montré que seule la décroissance de l'isomère permettait d'alimenter les transitions à 624 et 1046 keV déjà observées à ISOLDE. Nous avons proposé une configuration $(\pi 1f_{5/2})^1 \otimes (\nu 3s_{1/2})^{-1}$ et un $J^\pi = 3^-$ pour cet état isomérique. Quant à l'état fondamental, nous lui avons associé une configuration $(\pi 1f_{5/2})^1 \otimes (\nu 2d_{5/2})^1$ et un $J^\pi = 0^-$. Ainsi avec ces deux propositions, seul l'isomère est susceptible de décroître vers les états excités du $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$ alors que l'état fondamental (0^-) va décroître principalement vers l'état fondamental du $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$. Cette assignation est, alors, parfaitement en accord avec les diverses observations expérimentales. Nous avons montré que les deux transitions dans le noyau de $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$ correspondraient à la cascade $4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$. Ce faisant, le rapport $E(4^+)/E(2^+)$ pour $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$ ainsi déduit le classerait dans la catégorie « γ -mou » ce qui caractérise une apparition assez rapide de la collectivité au-delà de $N=50$. Dans le même jeu de données, nous avons découvert deux nouvelles transitions dans $^{84}_{33}\text{As}_{51}$. Grâce aux coïncidences γ - γ , nous avons construit le premier schéma de niveaux pour ce noyau. Si l'interprétation des données concernant ce noyau était plus complexe, il semblerait que la structure des états excités soit principalement dominée par la configuration $(\pi 1f_{5/2})^{-1} \otimes (\nu 2d_{5/2})^1$.

Enfin, dans la même expérience nous avons confirmé les transitions dans le $^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$ observées à PARRNe. Nous avons aussi mis en évidence la transition γ vers le fondamental de l'état $1/2^+$ à 247,7 keV qui, jusqu'alors, n'avait été observé qu'en réaction directe. Pour comprendre la structure de ce noyau, nous avons utilisé le modèle de Thankappan et True qui permet de décrire le couplage entre le cœur pair-pair (semi-magique) et le nucléon non apparié. Ce modèle schématique, appliqué à l'ensemble de la chaîne $N=51$, a permis de défricher les grandes lignes

de la structure des isotones impairs. Nous avons identifié pour chacun d'entre eux les états issus du couplage $2^+ \otimes 2d_{5/2}$. Ainsi nous avons confirmé la nature des états proposés dans l'étude antérieure de la décroissance $^{83}_{31}\text{Ga}_{52} \rightarrow ^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$ par O. Perru *et al.* [Per2006].

Au vu de tous ces résultats, il est temps d'annoncer qu'ALTO est devenu une installation à part entière. Tout d'abord, elle devrait être de le berceau d'un programme et développement dense. Dans le cadre du projet SPIRAL2, ALTO devrait permettre :

- la fabrication et les tests des cibles utilisées à SPIRAL2.
- le test du carbure d'uranium dense.
- la caractérisation des temps de sortie pour une cible SPIRAL2.
- le test des nouvelles source d'ionisation : la source IRENA qui est basée sur le fonctionnement d'une source FEBIAD. Cette source doit résister à une exposition continue au faisceau primaire du LINAG pendant une durée de trois mois, d'après le cahier des charges.

Le programme de R & D d'ALTO s'inscrit aussi dans le cadre du projet EURISOL avec tout un développement autour de la cible (design, matériaux, *etc.*). Enfin, une collaboration a été mise en place entre ALTO et TRIUMF dont l'objectif est d'améliorer la technologie autour de l'utilisation de la photofission dans le cadre d'une R & D très similaire à ce qui vient d'être cité. Cette collaboration vise aussi à diversifier les utilisations d'un faisceau d'électrons. Ainsi, les γ issus du Bremsstrahlung peuvent être utilisés dans le cadre d'une réaction (γ, p) . En irradiant une cible de ^9Be sous ce rayonnement, nous pourrions produire le ^8Li qui, par la décroissance radioactive du ^8Li , permettrait de produire des neutrinos. Aussi, ce type d'étude s'intègre parfaitement dans les projets de recherche sur les « β -beams » .

Si la moitié du temps de faisceau est dédié à la recherche et au développement, l'autre moitié sera à la disposition de la « physique » . Dès 2009, les premières expériences avec le LINAC en phase d'exploitation, donc à l'intensité nominale de $10 \mu\text{A}$, devraient avoir lieu. Il est prévu qu'une source laser soit opérationnelle en début d'année, elle devrait permettre d'ioniser, dans un premier temps, les isotopes de cuivre. Suite à cette thèse, point n'est besoin de motiver une telle étude. L'observation de la décroissance des $^{79-80-81}\text{Cu}$ permettrait de confirmer les observations d'ISOLDE sur le dernier noyau pair-pair avant le $^{78}_{28}\text{Ni}_{50}$: le ^{80}Zn et de rechercher l'état 4^+ qui signerait la collectivité. Mais la détermination des niveaux excités du $^{81}_{30}\text{Zn}_{51}$ permettrait de confirmer, ou non, l'inversion tant attendue entre les états de particule individuelle $3s_{1/2}$ et $2d_{5/2}$. De plus, cela apportera de nouvelles informations expérimentales qui nous permettront d'appliquer le modèle de couplage faible.

La source d'ion laser pourra également être utilisée pour ioniser sélectivement les isotopes de gallium. L'efficacité attendue de la source d'ions laser pour l'élément gallium est de l'ordre de 10% (20 %, mesurée à ISOLDE). Avec une intensité nominale de $10 \mu\text{A}$ d'électrons et un temps d'acquisition de cinq jours nous gagnons un facteur $14(\text{efficacité d'ionisation}) \times 10(\text{intensité du faisceau}) \times 6(\text{temps d'acquisition}) = 1120$ par rapport aux conditions rencontrées durant l'expérience décrite dans cette thèse. Ainsi au lieu de la trentaine d'ions/s de

$^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$, nous devrions observer ~ 5400 gallium/s. A titre de comparaison, nous obtiendrions les même résultats que ceux présentés dans cette thèse en 4,5 minutes. De plus, s'il l'on considère que l'on perd un facteur 10 dans les productions à chaque neutron supplémentaire. Alors, nous devrions pouvoir observer une cinquantaine de $^{86}\text{Ga}/\text{s}$. Cette intensité de faisceau serait amplement suffisante pour tenter de caractériser le caractère triaxal prédit pour le ^{86}Ge .

Annexe A

Utilisation du logiciel MATHCAD pour la création du planning ALTO

Dans cette annexe sont présentées des impressions d'écran d'une feuille de calcul MATHCAD. Cette feuille a permis d'évaluer le cycle nécessaire à la mesure de la masse 132.

Tous les temps sont définis en secondes.

Détermination du planning pour les mesures de production d'ALTO

Cas de la masse 132 :

Intensité du faisceau (en nA): Ifai := 100

Modificateur aux taux de productions estimés :

$$\text{Mod} := \frac{1 \cdot 10^4}{\text{Ifai}}$$

Définition du temps de collection : Tcoll := 40

temps de collection de la source

$$\text{tcoll} := \text{Tcoll}$$

temps de déplacement de la bande de mylar

$$\text{tdep} := 0.6$$

temps de mesure des décroissances

$$\text{tmes} := \text{Tcoll}$$

temps d'un cycle complet :

$$\text{tcy} := \text{tcoll} + \text{tdep} + \text{tmes}$$

Définition de tous les paramètres d'un cycle

Les noyaux concernés sont : Cd, In, Sn, Sb A, Sb B, Te, I A, I B, Xe, Cs

$$\phi_{Cd}(t) := \begin{cases} \frac{3.065}{Mod} & \text{if } t \leq T_{coll} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad \phi_{In}(t) := \begin{cases} 9.273 \cdot 10^3 \cdot \frac{1}{Mod} & \text{if } t \leq T_{coll} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}$$

$$\phi_{Sn}(t) := \begin{cases} 6.872 \cdot 10^6 \cdot \frac{1}{Mod} & \text{if } t \leq T_{coll} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad \phi_{Sb}(t) := \begin{cases} 0.141 \cdot 10^8 \cdot \frac{1}{Mod} & \text{if } t \leq T_{coll} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}$$

$$\phi_{Sbm}(t) := \begin{cases} 0.107 \cdot 10^8 \cdot \frac{1}{Mod} & \text{if } t \leq T_{coll} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad \phi_{Te}(t) := \begin{cases} 4.65 \cdot 10^8 \cdot \frac{1}{Mod} & \text{if } t \leq T_{coll} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}$$

$$\phi_I(t) := \begin{cases} 4.833 \cdot 10^8 \cdot \frac{1}{Mod} & \text{if } t \leq T_{coll} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad \phi_{Xe}(t) := \begin{cases} 2.319 \cdot 10^8 \cdot \frac{1}{Mod} & \text{if } t \leq T_{coll} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}$$

$$\phi_{Cs}(t) := \begin{cases} 1.51 \cdot \frac{1}{Mod} & \text{if } t \leq T_{coll} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}$$

Définition de tous les taux de productions qui sont issus des estimations [IPN]

Définition des différentes périodes :

$TCd := 0.097$	période Cd	$\lambda_{Cd} := \frac{\ln(2)}{TCd}$
$TIn := 0.207$	période In	$\lambda_{In} := \frac{\ln(2)}{TIn}$
$TSn := 39.7$	période Sn	$\lambda_{Sn} := \frac{\ln(2)}{TSn}$
$TSb := 167.4$	période Sb	$\lambda_{Sb} := \frac{\ln(2)}{TSb}$
$TSbm := 246$	période Sbm	$\lambda_{Sbm} := \frac{\ln(2)}{TSbm}$
$TTe := 276825.0$	période Te	$\lambda_{Te} := \frac{\ln(2)}{TTe}$
$TI := 8262$	période I	$\lambda_I := \frac{\ln(2)}{TI}$
$TIm := 4993.2$	période Im	$\lambda_{Im} := \frac{\ln(2)}{TIm}$
$TXe := 8.39 \cdot 10^{-3}$	période Xe	$\lambda_{Xe} := \frac{\ln(2)}{TXe}$
$TCs := 6.48 \cdot 24 \cdot 3600$	période Cs	$\lambda_{Cs} := \frac{\ln(2)}{TCs}$

Définition de toutes les constantes de désintégrations pour chaque isobare et les isomères à partir des demi-vies obtenu à partir du site référencé [Bag]

Définition des équations du système :

Soit

$$\frac{d}{dt}Cd(t) = -\lambda Cd \cdot Cd(t) + \phi Cd(t) \quad Cd(0) = 0 \quad \text{non intéressant}$$

$$Cd := \text{Résolado}(t, tcy)$$

Soit

$$\frac{d}{dt}In(t) = -\lambda In \cdot In(t) + \lambda Cd \cdot Cd(t) + \phi In(t) \quad In(0) = 0 \quad \text{non intéressant}$$

$$\underline{In} := \text{Résolado}(t, tcy)$$

Soit

$$\frac{d}{dt}Sn(t) = -\lambda Sn \cdot Sn(t) + \lambda In \cdot In(t) \cdot 0.938 + \phi Sn(t) \quad Sn(0) = 0$$

$$Sn := \text{Résolado}(t, tcy)$$

Soit

$$\frac{d}{dt} S_{bm}(t) = -\lambda S_{bm} \cdot S_{bm}(t) + \phi S_{bm}(t) \quad S_{bm}(0) = 0$$

$$S_{bm} := \text{Résoledo}(t, tcy)$$

Soit

$$\frac{d}{dt} S_b(t) = -\lambda S_b \cdot S_b(t) + \lambda S_n \cdot S_n(t) + \phi S_b(t) \quad S_b(0) = 0$$

$$S_b := \text{Résoledo}(t, tcy)$$

Soit

$$\frac{d}{dt} T_e(t) = -\lambda T_e \cdot T_e(t) + \lambda S_b \cdot S_b(t) + \lambda S_{bm} \cdot S_{bm}(t) + \phi T_e(t) \quad T_e(0) = 0$$

$$T_e := \text{Résoledo}(t, tcy)$$

Soit

$$\frac{d}{dt} I_m(t) = -\lambda I_m \cdot I_m(t) \quad I_m(0) = 0 \quad \text{non intéressant}$$

$$\text{~~~~~} I_m := \text{Résoledo}(t, tcy)$$

Soit

$$\frac{d}{dt}I(t) = -\lambda I \cdot I(t) + \lambda Te \cdot Te(t) + 0.86\lambda Im \cdot Im(t) + \phi I(t) \quad I(0) = 0$$

$$I := \text{Résolado}(t, tcy)$$

Soit

$$\frac{d}{dt}Xe(t) = \lambda I \cdot I(t) + 0.14 \cdot \lambda Im \cdot Im(t) + \phi Xe(t) \quad Xe(0) = 0$$

$$Xe := \text{Résolado}(t, tcy)$$

Définition de toutes les équations du système de Bateman pour la masse 132 (*cf.*
Annexe [?])

L'activité due aux différents noyaux est donnée par :

$$\begin{array}{lll} A_{Cd}(t) := \lambda_{Cd} \cdot Cd(t) & A_{In}(t) := \lambda_{In} \cdot In(t) & A_{Sn}(t) := \lambda_{Sn} \cdot Sn(t) \\ A_{Sb}(t) := \lambda_{Sb} \cdot Sb(t) & A_{Sbm}(t) := \lambda_{Sbm} \cdot Sbm(t) & A_{Te}(t) := \lambda_{Te} \cdot Te(t) \\ A_I(t) := \lambda_I \cdot I(t) & A_{Im}(t) := \lambda_{Im} \cdot Im(t) & A_{Xe}(t) := \lambda_{Xe} \cdot Xe(t) \end{array}$$

Définition des activités pour chaque éléments présents dans la chaîne isobarique.

et le nombre de désintégrations du noyau donné à l'instant t , pendant la phase de collection, est :

$$\text{désintCd}_c(t) := \int_0^t \text{ACd}(x) \, dx$$

$$\text{désintIn}_c(t) := \int_0^t \text{AIn}(x) \, dx$$

$$\text{désintSn}_c(t) := \int_0^t \text{ASn}(x) \, dx$$

$$\text{désintSb}_c(t) := \int_0^t \text{ASb}(x) \, dx$$

$$\text{désintSbm}_c(t) := \int_0^t \text{ASbm}(x) \, dx$$

$$\text{désintTe}_c(t) := \int_0^t \text{ATe}(x) \, dx$$

$$\text{désintI}_c(t) := \int_0^t \text{AI}(x) \, dx$$

$$\text{désintIm}_c(t) := \int_0^t \text{AIm}(x) \, dx$$

en détail on obtient:

$$\text{désintCd}_c(\text{tcoll}) = 1.222$$

$$\text{désintIn}_c(\text{tcoll}) = 3.683 \times 10^3$$

$$\text{désintSn}_c(\text{tcoll}) = 7.715 \times 10^5$$

$$\text{désintSb}_c(\text{tcoll}) = 4.854 \times 10^5$$

$$\text{désintSbm}_c(\text{tcoll}) = 2.324 \times 10^5$$

$$\text{désintTe}_c(\text{tcoll}) = 9.338 \times 10^3$$

$$\text{désintI}_c(\text{tcoll}) = 3.24 \times 10^5$$

$$\text{désintIm}_c(\text{tcoll}) = 0$$

Définition et calcul du nombre de désintégrations qui ont lieu pendant le temps de collection. C'est la maximisation de chaque nombre encadré en rouge qui permet de choisir le cycle optimal.

Annexe B

Taux de production d'ALTO.

Dans cette annexe sont répertoriés tous les taux de production qui ont été mesurés pendant la campagne à 100 nA en juillet 2006. Certains éléments non répertoriés dans cette annexe ont été vus.

Mesures de production de la masse $A = 78$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{78}Zn	1,47 s	181,68	224,75	$9 \cdot 10^2 \pm 2 \cdot 10^2$
^{78}Ga	5,09 s	619,4	1186,8	$6 \cdot 10^3 \pm 1 \cdot 10^3$

Mesures de production de la masse $A = 79$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{79}Zn	0,995 s	702,2	865,8	10 ± 8
^{79}Ga	2,847 s	464,79	1187,28	$5 \cdot 10^3 \pm 1 \cdot 10^3$
^{79}Ge	18,98 s	109,58	1505,85	$3,0 \cdot 10^3 \pm 7 \cdot 10^2$

Mesures de production de la masse $A = 80$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{80}Ga	1,697 s	659,14	1083,47	$4,7 \cdot 10^3 \pm 1 \cdot 10^3$
^{80}Ge	29,5 s	265,36	1564,3	$1,3 \cdot 10^3 \pm 3 \cdot 10^2$
^{80}As	15,2 s	666,14	1207,12	$1,6 \cdot 10^3 \pm 1,3 \cdot 10^2$

Mesures de production de la masse $A = 81$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{81}Ga	1,217 s	216,47	828,26	$2,3 \cdot 10^3 \pm 5 \cdot 10^3$
^{81m}Ge	7,6 s	93,1		$4,4 \cdot 10^2 \pm 1,0 \cdot 10^2$
^{81}Ge	7,6 s	335,98		64 ± 17
^{81}As	33,3 s	467,72		$2,9 \cdot 10^3 \pm 2,2 \cdot 10^3$

Mesures de production de la masse $A = 82$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{82}Ge	4,6 s	1091		$3,3 \cdot 10^2 \pm 2,6 \cdot 10^2$
^{82m}As	13,6 s	343,5		$1,5 \cdot 10^2 \pm 1,1 \cdot 10^2$

Mesures de production de la masse $A = 84$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{84}Se	31,7 s	408,2		$3,3 \cdot 10^2 \pm 2,4 \cdot 10^2$
^{84m}Br	6 min	425,3		$1,7 \cdot 10^2 \pm 1,3 \cdot 10^2$
^{84}Br	31,8 min	802,56	1741,3	$2,8 \cdot 10^5 \pm 2,2 \cdot 10^5$

Mesures de production de la masse $A = 85$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)			Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{85}Se	3,1 min	345,2			$2,9 \cdot 10^3 \pm 2,1 \cdot 10^3$
^{85}Br	2,9 min	802,41	924,63	919,06	$9 \cdot 10^4 \pm 7 \cdot 10^4$
^{85m}Kr	4,48 h	3921		1741,3	$2,6 \cdot 10^5 \pm 6 \cdot 10^4$

Mesures de production de la masse $A = 86$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)			Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{86}Se	15,3 s	2441,1			$9,1 \cdot 10^1 \pm 8,7 \cdot 10^1$
^{86}Br	55,1 s	1361,65	1564,92	2751,2	$4,9 \cdot 10^4 \pm 1,7 \cdot 10^4$

Mesures de production de la masse $A = 87$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)			Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{87}Se	5,29 s	242,5			$5,2 \cdot 10^2 \pm 3,8 \cdot 10^3$
^{87}Br	55,6 s	1476,04	2519,1	2575,37	$8,7 \cdot 10^4 \pm 8,1 \cdot 10^4$
^{87}Kr	1,27 h	402,586	2554,8		$2,1 \cdot 10^6 \pm 5 \cdot 10^5$

Mesures de production de la masse $A = 88$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{88}Br	16,34 s	775,28	802,14	$4 \cdot 10^4 \pm 1,2 \cdot 10^4$
^{88}Kr	2,84 h	196,301		$2,3 \cdot 10^6 \pm 6 \cdot 10^5$
^{88}Rb	17,7 min	898,042	1836,063	$1,0 \cdot 10^6 \pm 3 \cdot 10^5$

Mesures de production de la masse $A = 89$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)			Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{89}Br	4,348 s	775,28	1097,82		$1,6 \cdot 10^4 \pm 5 \cdot 10^3$
^{89}Kr	3,15 min	220,948	1472,76		$1,5 \cdot 10^6 \pm 3 \cdot 10^5$
^{89}Rb	15,15 min	657,77	1031,94	1248,19	$1,7 \cdot 10^6 \pm 5 \cdot 10^5$

Mesures de production de la masse $A = 90$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{90}Br	1,91 s	655,17	1362,32	$5,6 \cdot 10^3 \pm 1,7 \cdot 10^3$
^{90}Kr	32,32 min	121,82	539,49	$7,4 \cdot 10^5 \pm 1,8 \cdot 10^5$
^{90}Rb	2,63 min	831,9	1060,7	$1,0 \cdot 10^6 \pm 3 \cdot 10^5$

Mesures de production de la masse $A = 91$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{91}Kr	8,57 s	108,8	506,6	$2 \cdot 10^5 \pm 4,8 \cdot 10^4$
^{91}Rb	58,4 s	345,52		$1,8 \cdot 10^5 \pm 4 \cdot 10^4$

Mesures de production de la masse $A = 92$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)			Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{92}Kr	1,84 s	142,3	812,6	1218,6	$8,9 \cdot 10^4 \pm 2,17 \cdot 10^4$
^{92}Rb	4,492 s	569,8	814,98	963,5	$5,7 \cdot 10^4 \pm 1,6 \cdot 10^4$

Mesures de production de la masse $A = 93$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{93}Kr	1,286 s	253,2	820,45	$5,3 \cdot 10^4 \pm 1,33 \cdot 10^4$
^{93}Rb	5,84 s	432,61	1385,21	$2,7 \cdot 10^4 \pm 7 \cdot 10^3$
^{93}Sr	7,42 min	888,13		$6,3 \cdot 10^5 \pm 1,9 \cdot 10^5$
^{93m}Y	0,82 s	590,2		$3,7 \cdot 10^3 \pm 1 \cdot 10^3$

Mesures de production de la masse $A = 94$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{94}Kr	0,2 s	629,2		$3 \cdot 10^3 \pm 8,9 \cdot 10^2$
^{94}Rb	2,702 s	836,9	1309,1	$5 \cdot 10^3 \pm 1,5 \cdot 10^3$
^{94}Sr	7,42 min	1427,7		$1,1 \cdot 10^5 \pm 3,7 \cdot 10^4$

Mesures de production de la masse $A = 95$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{95}Rb	0,3775 s	352,02	680,7	$7,3 \cdot 10^2 \pm 1,9 \cdot 10^2$
^{95}Sr	23,9 s	685,6	2247,6	$1,4 \cdot 10^4 \pm 4,3 \cdot 10^3$
^{95}Y	10,3 min	954	2175,6	$1,3 \cdot 10^5 \pm 4,1 \cdot 10^4$

Mesures de production de la masse $A = 117$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{117m}Ag	5,34 s	135,4		$1,9 \cdot 10^4 \pm 4,4 \cdot 10^3$
^{117}Ag	72,8 s	426,2		$1,1 \cdot 10^5 \pm 3 \cdot 10^4$

Mesures de production de la masse $A = 118$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)	Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{118m}Ag	2 s	127,6	$9,3 \cdot 10^3 \pm 2,3 \cdot 10^3$
^{118}Ag	3,76 s	487,77	$1,4 \cdot 10^4 \pm 3,9 \cdot 10^3$
^{118m}In	4,45 min	1050,65	$4,9 \cdot 10^5 \pm 1,5 \cdot 10^5$
^{118}Ag	5 s	1229,68	$3,3 \cdot 10^3 \pm 2,7 \cdot 10^3$

Mesures de production de la masse $A = 119$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)			Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{119}Pd	0,5 s	129,9			$2,1 \cdot 10^2 \pm 5 \cdot 10^1$
$^{119m-119}\text{Ag}$	2,1 s	213,4	366,2	626,4	$1,8 \cdot 10^4 \pm 4,5 \cdot 10^3$
^{119m}Cd	2,2 min	720,7		1025	$1,5 \cdot 10^5 \pm 4,9 \cdot 10^4$
^{119}Cd	2,69 min	1316,9		1609,7	$2,1 \cdot 10^5 \pm 7,3 \cdot 10^4$
^{119}In	2,4 min	763,14			$1,0 \cdot 10^5 \pm 3 \cdot 10^4$

Mesures de production de la masse $A = 120$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)			Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{120m}Ag	0,32 s	203	505,9	925,8	$5,4 \cdot 10^3 \pm 1,4 \cdot 10^3$
^{120}Ag	1,23 s	505,9	817,1	1323	$1,1 \cdot 10^3 \pm 8 \cdot 10^2$
^{120n}In	47,3 s	197,3			$2,9 \cdot 10^4 \pm 7,8 \cdot 10^3$
^{120m}In	46,2 s	863,7			$1,2 \cdot 10^4 \pm 1 \cdot 10^4$
^{120}In	3,08 s	763,14			$6,1 \cdot 10^3 \pm 1,9 \cdot 10^3$

Mesures de production de la masse $A = 121$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{121}Ag	0,78 s	314,55	600,61	$6 \cdot 10^3 \pm 1,6 \cdot 10^3$
^{121m}Cd	8,3 s	420,1	1020,89	$3,3 \cdot 10^4 \pm 2,5 \cdot 10^4$
^{121}Cd	13,5 s	324,9	1040,26	$2,2 \cdot 10^4 \pm 6 \cdot 10^3$
^{121}In	23,1 s	925,57		$1,1 \cdot 10^5 \pm 3 \cdot 10^4$

Mesures de production de la masse $A = 122$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{122}Ag	0,48 s	569,45	769,7	$2,1 \cdot 10^3 \pm 1,6 \cdot 10^3$
^{122}Cd	5,24 s	420,1	1020,89	$3,3 \cdot 10^4 \pm 2,5 \cdot 10^4$
$^{122n,122m,122}\text{In}$	7,53 s	1140		$3,8 \cdot 10^4 \pm 1 \cdot 10^4$

Mesures de production de la masse $A = 123$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{123}Ag	0,309 s	263,87	409,79	$8,6 \cdot 10^2 \pm 2,3 \cdot 10^2$
^{123m}Cd	1,82 s	1027,45		$6,5 \cdot 10^3 \pm 2,1 \cdot 10^3$
^{123}Cd	2,1 s	371,32		$1,4 \cdot 10^3 \pm 3,6 \cdot 10^2$
^{123m}In	47,4 s	125,76		$2,1 \cdot 10^4 \pm 5,3 \cdot 10^3$
^{123}In	6,17 s	1019,7	1130,5	$1,0 \cdot 10^5 \pm 3,2 \cdot 10^4$

Mesures de production de la masse $A = 124$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{124}Ag	0,172 s	613,2		$3,3 \cdot 10^2 \pm 9 \cdot 10^1$
^{124}Cd	1,25 s	179,9		$6,1 \cdot 10^3 \pm 1,4 \cdot 10^3$
^{124m}In	3,7 s	102,91		$2,3 \cdot 10^3 \pm 5,5 \cdot 10^2$
^{124}In	3,11 s	997,85		$2,3 \cdot 10^4 \pm 7,1 \cdot 10^3$

Mesures de production de la masse $A = 125$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{125m}Cd	0,65 s	736,65	1173,16	$2,6 \cdot 10^3 \pm 8 \cdot 10^2$
^{125}Cd	0,65 s	436,29	1099,48	$1,2 \cdot 10^3 \pm 9 \cdot 10^2$
^{125m}In	12,2 s	187,63		$1,3 \cdot 10^4 \pm 3,1 \cdot 10^3$
^{125}In	3,11 s	1335,04		$4,55 \cdot 10^4 \pm 1,5 \cdot 10^4$

Mesures de production de la masse $A = 126$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{126}Cd	0,515 s	428,11		$1,3 \cdot 10^3 \pm 3 \cdot 10^2$
^{126m}In	1,64 s	111,79		$7,7 \cdot 10^3 \pm 1,8 \cdot 10^3$
^{126}In	1,53 s	969,61		$9,9 \cdot 10^3 \pm 3,12 \cdot 10^3$
^{126m}Sb	19,15 min	414,81		$5,9 \cdot 10^5 \pm 1,6 \cdot 10^5$

Mesures de production de la masse $A = 127$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{127}Cd	0,37 s	376,28	1235,07	$2,2 \cdot 10^3 \pm 1,8 \cdot 10^3$
^{127m}In	3,67 s	252,3		$7,0 \cdot 10^3 \pm 1,8 \cdot 10^3$
^{127}In	1,09 s	646,1	1597,7	$1,7 \cdot 10^4 \pm 5 \cdot 10^3$
^{127m}Sn	4,13 min	490		$2,5 \cdot 10^5 \pm 7 \cdot 10^4$
^{127}Sn	2,1 h	1114,3		$2,3 \cdot 10^5 \pm 1,8 \cdot 10^5$

Mesures de production de la masse $A = 128$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)			Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{128}Cd	0,28 s	857,5			$2,2 \cdot 10^2 \pm 1,7 \cdot 10^2$
^{128m}In	0,72 s	321,22			$6,9 \cdot 10^3 \pm 1,8 \cdot 10^3$
^{128}In	0,84 s	2104,07			$6,7 \cdot 10^3 \pm 5 \cdot 10^3$
^{128m}Sn	6,5 s	91,15	831,54		$1,3 \cdot 10^4 \pm 3 \cdot 10^3$
^{128}Sn	59 min	482,3	557,3	680,5	$1,8 \cdot 10^6 \pm 5,5 \cdot 10^5$
$^{128m,128}\text{Sb}$	10,4 min	314,2			$2,5 \cdot 10^5 \pm 6 \cdot 10^5$

Mesures de production de la masse $A = 129$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{129m}In	1,23 s	315,3		$9,6 \cdot 10^2 \pm 2,5 \cdot 10^2$
^{129}In	0,61 s	1865		$3,7 \cdot 10^3 \pm 1,1 \cdot 10^3$
^{129m}Sn	6,9 min	782,48		$1,4 \cdot 10^5 \pm 4 \cdot 10^4$
^{129}Sn	2,23 min	645,2		$9,7 \cdot 10^4 \pm 2,7 \cdot 10^4$
^{129m}Sb	17,7 min	722,6	1128,44	$1,1 \cdot 10^5 \pm 3 \cdot 10^4$
^{129}Sb	4,4 h	914,6		$1,9 \cdot 10^5 \pm 5 \cdot 10^4$

Mesures de production de la masse $A = 130$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{130n}In	0,55 s	1121,24	2377,14	$5,8 \cdot 10^2 \pm 5 \cdot 10^2$
^{130m}In	0,55 s	2258,79		$7,7 \cdot 10^1 \pm 7 \cdot 10^1$
^{130}In	0,32 s	1905,17		$2,1 \cdot 10^3 \pm 1,8 \cdot 10^3$
^{130m}Sn	102 s	144,9		$1,9 \cdot 10^4 \pm 5 \cdot 10^3$
^{130}Sn	3,72 min	192,5	779,8	$1,7 \cdot 10^5 \pm 4 \cdot 10^4$
^{130m}Sb	6,3 min	182,36	839,49	$1,7 \cdot 10^5 \pm 4 \cdot 10^4$
^{130}Sb	39,5 min	331,05		$1,3 \cdot 10^5 \pm 3,5 \cdot 10^4$

Mesures de production de la masse $A = 131$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)			Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{131n}In	0,32 s	284,8			$9,4 \cdot 10^2 \pm 2,5 \cdot 10^2$
^{131m}In	0,35 s	331,58			$8,2 \cdot 10^3 \pm 2,3 \cdot 10^3$
^{131}In	0,282 s	2434,03			$6,7 \cdot 10^3 \pm 6 \cdot 10^3$
$^{131m,131}\text{Sn}$	56 s	1226,03			$5,3 \cdot 10^4 \pm 1,7 \cdot 10^4$
^{131}Sb	23 min	642,2	943,4		$7,7 \cdot 10^5 \pm 2,2 \cdot 10^5$
^{131}Te	25 min	149,71	452,323		$2,1 \cdot 10^4 \pm 1,7 \cdot 10^4$

Mesures de production de la masse $A = 132$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{132}Sn	39,7 s	246,87	899,04	$1,8 \cdot 10^5 \pm 4,8 \cdot 10^4$
^{132m}Sb	4,1 min	150,6		$2,6 \cdot 10^5 \pm 6,8 \cdot 10^4$
^{132}Sb	2,79 min	696,8	973,9	$8,7 \cdot 10^5 \pm 2,6 \cdot 10^5$
^{132}Te	25 min	149,71	452,323	$2,1 \cdot 10^4 \pm 1,7 \cdot 10^4$
^{132}I	2,29 h	667,718		$9,4 \cdot 10^5 \pm 7,2 \cdot 10^5$

Mesures de production de la masse $A = 133$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)			Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{133}Sn	1,45 s	962,18			$2,2 \cdot 10^3 \pm 1,75 \cdot 10^3$
^{133}Sb	2,5 min	308,2	817,8	1096,2	$1,5 \cdot 10^5 \pm 4,1 \cdot 10^4$
^{133m}Te	55,4 min	312			$2,3 \cdot 10^7 \pm 6 \cdot 10^6$
^{133}Te	12,5 min	312		407,63	$1,5 \cdot 10^3 \pm 4 \cdot 10^2$
^{133m}I	9 s	74,05	647,51	912,69	$3,5 \cdot 10^3 \pm 2,5 \cdot 10^3$
^{133}I	20,8 h	529,872			$1,7 \cdot 10^6 \pm 1,3 \cdot 10^6$

Mesures de production de la masse $A = 135$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)			Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{135}Te	19 s	266,8	603,5	870,3	$2,4 \cdot 10^4 \pm 6,5 \cdot 10^3$
^{135}I	6,57 h	546,6	1131,51	1260,4	$2,8 \cdot 10^6 \pm 2,32 \cdot 10^6$

Mesures de production de la masse $A = 136$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)			Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{136}Te	17,5 s	333,99	578,75	2077,9	$2,1 \cdot 10^4 \pm 5,7 \cdot 10^3$
^{136m}I	46,9 s	197,3	914,1	914,1	$1,7 \cdot 10^5 \pm 5 \cdot 10^4$
^{136}I	46,9 s	1321,08		2412,6	$1,8 \cdot 10^6 \pm 6 \cdot 10^5$

Mesures de production de la masse $A = 137$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{137}Te	2,49 s	243,3		$1,8 \cdot 10^3 \pm 4,7 \cdot 10^2$
^{137}I	24,5 s	601,5	1220,07	$8,4 \cdot 10^5 \pm 2,4 \cdot 10^5$
^{137}Xe	3,81 min	455,49	848,95	$1,3 \cdot 10^6 \pm 4,2 \cdot 10^5$

Mesures de production de la masse $A = 138$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)			Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{138}I	6,49 s	588,8		875,2	$7,7 \cdot 10^4 \pm 2,1 \cdot 10^4$
^{138}Xe	14 min	258,4	434,5	2015,8	$9,7 \cdot 10^5 \pm 3,8 \cdot 10^5$

Mesures de production de la masse $A = 139$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{139}I	2,29 s	588,8		$2,7 \cdot 10^4 \pm 8,1 \cdot 10^3$
^{139}Xe	39,68 s	218,59	393,5	$6,5 \cdot 10^5 \pm 1,6 \cdot 10^5$
^{139}Cs	9,27 min	627,24	1283,23	$4,3 \cdot 10^6 \pm 1,3 \cdot 10^6$
^{139}Ba	1,38 h	165,8		$5,1 \cdot 10^7 \pm 1,3 \cdot 10^7$

Mesures de production de la masse $A = 140$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)			Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{140}I	0,86 s	376,657			$2,2 \cdot 10^3 \pm 5,9 \cdot 10^2$
^{140}Xe	13,6 s	118,31		557,154	$3,5 \cdot 10^5 \pm 8 \cdot 10^4$
^{140}Cs	63,7 s	602,35	1200,24	1221,35	$2,9 \cdot 10^5 \pm 1 \cdot 10^5$

Mesures de production de la masse $A = 141$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)			Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{141}Xe	1,73 s	118,7		909,23	$9,1 \cdot 10^4 \pm 2,2 \cdot 10^4$
^{141}Cs	24,94 s	561,63	692,04	1194,02	$1,2 \cdot 10^5 \pm 3,4 \cdot 10^4$
^{141}Ba	18,27 min	304,194			$1,3 \cdot 10^5 \pm 3,5 \cdot 10^4$

Mesures de production de la masse $A = 142$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{142}Xe	1,22 s	571,83		$6,1 \cdot 10^3 \pm 1,7 \cdot 10^3$
^{142}Cs	1,7 s	359,59	1326,46	$2,3 \cdot 10^4 \pm 7,8 \cdot 10^3$
^{142}Ba	18,27 min	255,3		$5,2 \cdot 10^5 \pm 3,7 \cdot 10^5$

Mesures de production de la masse $A = 143$

Noyau	$T_{1/2}$	Raies γ (keV)		Production (en s^{-1} pour 100 nA)
^{143}Xe	0,3 s	90		$2,9 \cdot 10^2 \pm 7,5 \cdot 10^2$
^{143}Cs	1,78 s	195,554	306,424	$4,6 \cdot 10^3 \pm 1,2 \cdot 10^3$
^{143}Ba	14,33 s	211,47	980,45	$7,4 \cdot 10^4 \pm 6 \cdot 10^4$

Annexe C

Calculs intervenant dans le modèle de couplage faible.

Le modèle développé dans le cadre d'un couplage faible entre une particule et un cœur pair-pair implique de pouvoir écrire l'Hamiltonien du système « noyau + particule » sous la forme :

$$\mathcal{H} = H_c + H_p + H_{int} \quad (\text{C.1})$$

avec H_c l'Hamiltonien du cœur , H_p l'Hamiltonien de la particule qui évolue dans le potentiel moyen créé par le cœur et H_{int} est l'Hamiltonien de l'interaction cœur-particule. Dans son article, A. De-Shalit [DeS1961] a décrit le couplage (H_{int}) entre la particule et le cœur (H_{int}) comme un scalaire qui peut s'écrire sous la forme :

$$H_{int} = \sum_k \mathbf{T}_c^{(k)} \cdot \mathbf{T}_p^{(k)} \quad (\text{C.2})$$

De plus, l'ensemble des états du système est représenté dans la base des vecteurs propres de l'Hamiltonien $H_c + H_p$. Les vecteurs de cette base s'écrivent $|\alpha_c J_c, \alpha_p j_p, IM\rangle$ où α_c est le nombre quantique supplémentaire pour caractériser l'état du cœur qui a pour nombre quantique J_c , α_p joue le même rôle pour la particule avec un spin j_p , et IM indique que la particule et le cœur sont couplés à un moment angulaire total I et de projection M sur z . Ces états ne sont pas vecteurs propres de H_{int} . Par conséquent, les vecteurs propres de \mathcal{H} seront des combinaisons linéaires de ces vecteurs de base obtenues en diagonalisant la matrice de l'Hamiltonien.

C.1 Calcul des éléments de matrices de l'Hamiltonien

L'évaluation des éléments de matrice de l'Hamiltonien du système nécessite le calcul d'éléments de matrice réduits. Dans la suite de cette annexe, je vais détailler l'ensemble des calculs nécessaires à l'obtention des éléments de matrice réduits de tous les opérateurs intervenant dans le modèle du couplage faible. Le premier calcul est celui des éléments de matrice de l'Hamiltonien du système. Dans le cadre du modèle de couplage faible, le Hamiltonien d'interaction employé est donné par [Kiss1960] :

$$H_{int} = -\xi(\mathbf{J}_c^{(1)} \cdot \mathbf{j}_p^{(1)}) - \eta(\mathbf{Q}_c^{(2)} \cdot \mathbf{Q}_p^{(2)}) \quad (\text{C.3})$$

On peut calculer les éléments de matrices de l'Hamiltonien du système :

$$\langle J'_c j'_p, IM | \mathcal{H} | J_c j_p, IM \rangle = \langle J'_c j'_p, IM | H_c + H_p + H_{int} | J_c j_p, IM \rangle \quad (\text{C.4})$$

$$\begin{aligned} &= \langle J'_c j'_p, IM | H_c + H_p | J_c j_p, IM \rangle + \langle J'_c j'_p, IM | H_{int} | J_c j_p, IM \rangle \quad (\text{C.5}) \\ &= \delta_{J'_c J_c} \delta_{j'_p j_p} \{E_c + E_p\} + \langle J'_c j'_p, IM | -\xi(\mathbf{J}_c^{(1)} \cdot \mathbf{j}_p^{(1)}) - \eta(\mathbf{Q}_c^{(2)} \cdot \mathbf{Q}_p^{(2)}) | J_c j_p, IM \rangle \end{aligned}$$

Je calcule séparément chaque élément de matrice réduit de l'Hamiltonien d'interaction. Le terme dipôle-dipôle est donné par :

$$\begin{aligned} \langle J'_c j'_p, IM | \mathbf{J}_c^{(1)} \cdot \mathbf{j}_p^{(1)} | J_c j_p, IM \rangle &= (-)^{j'_p + I + J_c} \begin{Bmatrix} J'_c & j'_p & I \\ j_p & J_c & 1 \end{Bmatrix} \langle J'_c || \mathbf{J}_c^{(1)} || J_c \rangle \langle j'_p || \mathbf{j}_p^{(1)} || j_p \rangle \\ &= (-1)(-)^{j'_p + I + J_c + 1} \begin{Bmatrix} I & j'_p & J'_c \\ 1 & J_c & j_p \end{Bmatrix} \langle J'_c || \mathbf{J}_c^{(1)} || J_c \rangle \langle j'_p || \mathbf{j}_p^{(1)} || j_p \rangle \\ &= (-) \mathbf{W}(1j_p J_c I; j_p J_c) \sqrt{J_c(J_c + 1)(2J_c + 1)j_p(j_p + 1)(2j_p + 1)} \delta_{J'_c J_c} \delta_{j'_p j_p} \end{aligned}$$

De la même manière on retrouve le terme quadrupôle-quadrupôle :

$$\begin{aligned} \langle J'_c j'_p, IM | \mathbf{Q}_c^{(2)} \cdot \mathbf{Q}_p^{(2)} | J_c j_p, IM \rangle &= (-)^{j'_p + I + J_c} \begin{Bmatrix} J'_c & j'_p & I \\ j_p & J_c & 2 \end{Bmatrix} \langle J'_c || \mathbf{Q}_c^{(2)} || J_c \rangle \langle j'_p || \mathbf{Q}_p^{(2)} || j_p \rangle \\ &= (-1)^2 (-)^{j'_p + I + J_c + 1} \begin{Bmatrix} I & j'_p & J'_c \\ 2 & J_c & j_p \end{Bmatrix} \langle J'_c || \mathbf{Q}_c^{(2)} || J_c \rangle \langle j'_p || \mathbf{Q}_p^{(2)} || j_p \rangle \\ &= \mathbf{W}(2j_p J_c I; j_p J'_c) \langle J'_c || \mathbf{Q}_c^{(2)} || J_c \rangle \langle j'_p || \mathbf{Q}_p^{(2)} || j_p \rangle \end{aligned}$$

En utilisant les deux relations précédentes, on peut développer l'équation C.6 ce qui nous

donne :

$$\begin{aligned} \langle J'_c j'_p, IM | \mathcal{H} | J_c j_p, IM \rangle &= \delta_{J_c J'_c} \delta_{j_p j'_p} \\ &\left\{ E_{J_c} + E_{j_p} + \xi \mathbf{W}(1j_p J_c I; j_p J_c) \times [J_c(J_c + 1)(2J_c + 1)j_p(j_p + 1)(2j_p + 1)]^{1/2} \right\} \\ &- \eta \mathbf{W}(2j'_p J_c I; j_p J'_c) \langle J'_c \| \mathbf{Q}_c^{(2)} \| J_c \rangle \times \langle j'_p \| \mathbf{Q}_p^{(2)} \| j_p \rangle \end{aligned} \quad (\text{C.6})$$

Compte tenu de la forme de l'opérateur quadrupolaire, on peut continuer de développer l'élément de matrice réduit quadrupolaire. L'opérateur quadrupolaire pour le nucléon célibataire est défini par :

$$\mathbf{Q}_p^{(2)} = \mathbf{r}_p^2 \mathbf{Y}_{20}(\theta_p, \phi_p) \quad (\text{C.7})$$

Et l'élément de matrice se calcule de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \langle j'_p \| \mathbf{Q}_p^{(2)} \| j_p \rangle &= \langle j'_p \| \mathbf{r}_c^2 \mathbf{Y}_{20} \| j_c \rangle = \langle j'_p \| \mathbf{r}_c^2 \| j_c \rangle \langle j'_p \| \mathbf{Y}_{20} \| j_p \rangle \quad (\text{C.8}) \\ &= \langle j'_p \| \mathbf{r}_c^2 \| j_c \rangle \left\{ \frac{1}{2} (-)^{j'_p - \frac{1}{2}} \sqrt{\frac{(2j_p + 1)(2j'_p + 1)}{4\pi}} [1 + (-)^{l+l'}] \begin{pmatrix} j_p & 2 & j'_p \\ -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \sqrt{5} \right\} \\ &= \langle j'_p \| \mathbf{r}_c^2 \| j_c \rangle \left\{ \frac{1}{2} (-)^{j'_p - \frac{1}{2} - 2} \sqrt{\frac{(2j_p + 1)(2j'_p + 1)}{4\pi}} [1 + (-)^{l+l'}] \begin{pmatrix} j_p & 2 & j'_p \\ -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \sqrt{5} \right\} \\ &= \langle j'_p \| \mathbf{r}_c^2 \| j_c \rangle \left\{ \frac{1}{2} \sqrt{\frac{(2j_p + 1)(2j'_p + 1)}{4\pi}} [1 + (-)^{l+l'}] \begin{pmatrix} j_p & -\frac{1}{2} & 2 & 0 \\ j'_p & -\frac{1}{2} & 2 & 0 \end{pmatrix} \right\} \\ &= \frac{(-)^{\frac{1}{2} - j'_p}}{2} \langle j'_p \| \mathbf{r}_c^2 \| j_c \rangle \sqrt{\frac{(2j_p + 1)(2j'_p + 1)}{4\pi}} [1 + (-)^{l+l'}] \begin{pmatrix} j_p & \frac{1}{2} j'_p & -\frac{1}{2} \\ 2 & 0 & 0 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Le terme $\langle j'_p \| \mathbf{r}_c^2 \| j_c \rangle$ représente l'intégrale radiale des fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique. Dans le cas d'un élément de matrice diagonale, la valeur de l'intégrale est analytique et est donnée par :

$$\langle \mathbf{r}_c^2 \rangle = \left\{ [2(n - 1) + l] + \frac{3}{2} \right\} \frac{\hbar}{M\omega_0} \quad (\text{C.9})$$

Le calcul des éléments de matrice et la diagonalisation de ces dernières permet d'obtenir les valeurs propres de l'Hamiltonien du système. La diagonalisation se fait par bloc. Chaque bloc est déterminé par une valeur de moment angulaire total. Toutes les valeurs propres sont normalisées à la valeur propre de plus basse énergie. Cette procédure permet ainsi de reconstituer un schéma de niveau directement comparable aux mesures expérimentales.

C.2 Opérateurs de Transitions Electromagnétiques

Après avoir calculé les valeurs propres et vecteurs propres, il reste à déterminer les probabilités de transitions réduites entre les différents états du schéma de niveau. réduites de transitions M1 et E2 d'un état initial avec un spin I_i vers un état final avec un spin I_f sont données par :

$$B(M1) = \frac{3}{4\pi(2I_i + 1)} |\langle I_f || \mu || I_i \rangle|^2 \quad (C.10)$$

$$B(E2) = \frac{5}{16\pi(2I_i + 1)} |\langle I_f || \mathbf{Q}_e || I_i \rangle|^2 \quad (C.11)$$

avec μ opérateur dipolaire magnétique et \mathbf{Q}_e l'opérateur de transition quadrupolaire électrique. A partir de la définition des opérateurs de transitions électromagnétiques il est possible de calculer l'ensemble des éléments de matrices réduits.

C.2.1 Transitions quadrupolaires électriques

L'opérateur de transition quadrupolaire électrique est défini par la relation :

$$\mathbf{Q}_e = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} (e_c \mathbf{Q}_c^{(2)} + e_p \mathbf{Q}_p^{(2)}) \quad (C.12)$$

A l'aide de cet opérateur, on calcule les moments quadrupolaires des états obtenus dans le cadre du couplage faible. Il permet aussi d'évaluer les probabilités réduites de transition électrique quadrupolaire entre deux états (*cf.* éq. [?]). Ceci implique de réduire les éléments de matrice qui interviennent dans le calcul. Cette réduction s'exprime de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \langle J'_c j'_p; I_f || \mathbf{Q}_e || J_c j_p; I_i \rangle &= \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \left(\langle J'_c j'_p; I_f || e_c \mathbf{Q}_c^{(2)} || J_c j_p; I_i \rangle + \langle J'_c j'_p; I_f || e_p \mathbf{Q}_p^{(2)} || J_c j_p; I_i \rangle \right) \\ &= \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \left(\langle J'_c j'_p; I_f || e_c \mathbf{Q}_c^{(2)} \times \mathbb{1} || J_c j_p; I_i \rangle + \langle J'_c j'_p; I_f || \mathbb{1} \times e_p \mathbf{Q}_p^{(2)} || J_c j_p; I_i \rangle \right) \\ &= \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \sqrt{(2I_f + 1)(2I_i + 1)} \sqrt{5} \\ &\quad \left(\left\{ \begin{matrix} J'_c & j'_p & I_f \\ J_c & j_p & I_i \\ 2 & 0 & 2 \end{matrix} \right\} \langle J'_c || e_c \mathbf{Q}_c^{(2)} || J_c \rangle \langle j'_p; I_f || \mathbb{1} || j_p \rangle \right. \\ &\quad \left. + \left\{ \begin{matrix} J'_c & j'_p & I_f \\ J_c & j_p & I_i \\ 0 & 2 & 2 \end{matrix} \right\} \langle J'_c || \mathbb{1} || J_c \rangle \langle j'_p; I_f || e_p \mathbf{Q}_p^{(2)} || j_p \rangle \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\langle J'_c j'_p; I_f || \mathbf{Q}_e || J_c j_p; I_i \rangle &= \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \sqrt{(2I_f + 1)(2I_i + 1)} \\
&\quad \left((-)^{J'_c + j'_p + I_f + 2} \begin{Bmatrix} J'_c & j'_p & I_f \\ I_i & 2 & J_c \end{Bmatrix} \langle J'_c || e_c \mathbf{Q}_c^{(2)} || J_c \rangle \delta_{j'_p j_p} \right. \\
&\quad \left. + (-)^{J'_c + j_p + I_f + 2} \begin{Bmatrix} J'_c & j'_p & I_f \\ 2 & I_i & j_p \end{Bmatrix} \langle j'_p || e \mathbf{Q}_p^{(2)} || j_p \rangle \delta_{J'_c J_c} \right)
\end{aligned}$$

Au final, on peut écrire plus simplement l'élément de matrice réduit en introduisant les coefficients de Racah :

$$\begin{aligned}
\langle J'_c j'_p; I_f || \mathbf{Q}_e || J_c j_p; I_i \rangle &= \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \sqrt{(2I_f + 1)(2I_i + 1)} \left(\mathbf{W}(j'_p I_i J'_c 2; J_c I_f) \langle J'_c || e_c \mathbf{Q}_c^{(2)} || J_c \rangle \delta_{j'_p j_p} \right. \\
&\quad \left. + \mathbf{W}(J'_c I_f j_p 2; j'_p I_i) \langle j'_p || e \mathbf{Q}_p^{(2)} || j_p \rangle \delta_{J'_c J_c} \right)
\end{aligned} \tag{C.13}$$

Cette relation permet d'évaluer directement les probabilités réduites de transition B(E2). Cependant, le calcul des moments quadrupolaires nécessite l'utilisation du théorème de Wigner-Eckart :

$$\begin{aligned}
\mathcal{Q} &= \langle I M = I || \mathbf{Q}_e || I M = I \rangle \tag{C.14} \\
\mathcal{Q} &= \frac{3I^2 - I(I + 1)}{\sqrt{(2I - 1)I(2I + 1)(I + 1)(2I + 3)}} \sum_i \sum_j a_i a_j \langle J'_c j'_p; I^i || \mathbf{Q}_e || J'_c j'_p; I^j \rangle
\end{aligned}$$

C.2.2 Transitions dipolaires magnétiques

Dans le cadre du modèle de couplage faible, on est amené à utiliser également l'opérateur dipolaire magnétique qui s'écrit :

$$\mu = \mu_0 \left(g_c \mathbf{J}_c^{(1)} + g_l \mathbf{l}_p^{(1)} + g_s \mathbf{s}_p^{(1)} \right) \tag{C.15}$$

où $\mu_0 = \frac{e\hbar}{2Mc}$ est le magnéton nucléaire, g_l et g_s sont les facteurs gyromagnétiques du nucléon célibataire et $g_c = \frac{A}{Z}$ est le facteur gyromagnétique du cœur. Le calcul des probabilités réduites

de transition M1 entraîne la réduction de l'élément de matrice :

$$\begin{aligned} \langle J'_c j'_p; I_f | \mu | J_c j_p; I_i \rangle &= \mu_0 \left[\langle J'_c j'_p; I_f | g_c \mathbf{J}_c^{(1)} | J_c j_p; I_i \rangle \right. \\ &\quad + \langle J'_c j'_p; I_f | g_l \mathbf{l}_p^{(1)} | J_c j_p; I_i \rangle \\ &\quad \left. + \langle J'_c j'_p; I_f | g_s \mathbf{s}_p^{(1)} | J_c j_p; I_i \rangle \right] \end{aligned}$$

De façon similaire au traitement des éléments de matrice de l'Hamiltonien, je calcule chacun des termes indépendamment les uns des autres :

$$\begin{aligned} \langle J'_c j'_p; I_f | g_c \mathbf{J}_c^{(1)} | J_c j_p; I_i \rangle &= g_c \langle J'_c j'_p; I_f | \mathbf{J}_c^{(1)} \times \mathbb{1} | J_c j_p; I_i \rangle \\ &= g_c (-)^{J'_c + j'_p + I_i + 1} \sqrt{(2I_f + 1)(2I_i + 1)} \begin{Bmatrix} J'_c & J_c & 1 \\ I_i & I_f & j'_p \end{Bmatrix} \langle J'_c | \mathbf{J}_c^{(1)} | J_c \rangle \delta_{j'_p j_p} \\ &= g_c (-)^{J'_c + j'_p + I_i + 1} \sqrt{(2I_f + 1)(2I_i + 1)} \begin{Bmatrix} J'_c & J_c & 1 \\ I_i & I_f & j'_p \end{Bmatrix} \sqrt{J_c(J_c + 1)(2J_c + 1)} \delta_{J'_c J_c} \delta_{j'_p j_p} \end{aligned}$$

Les deux autres termes nécessitent les éléments de matrice suivants :

– pour le moment orbital

$$\begin{aligned} \langle j'_p | \mathbf{l}_p^{(1)} | j_p \rangle &= \left\langle l' \frac{1}{2} j'_p | \mathbf{l}_p^{(1)} \times \mathbb{1} | l \frac{1}{2} j_p \right\rangle \\ &= (-)^{\frac{1}{2} + l' + j_p + 1} \sqrt{(2j'_p + 1)(2j_p + 1)} \begin{Bmatrix} l' & l & 1 \\ j_p & j'_p & \frac{1}{2} \end{Bmatrix} \langle l' | \mathbf{l}_p^{(1)} | l \rangle \\ &= (-)^{\frac{1}{2} + l' + j_p + 1} \sqrt{(2j'_p + 1)(2j_p + 1)} \begin{Bmatrix} l' & l & 1 \\ j_p & j'_p & \frac{1}{2} \end{Bmatrix} \sqrt{l(l + 1)(2l + 1)} \delta_{l' l} \end{aligned}$$

– pour le spin

$$\begin{aligned} \langle j'_p | \mathbf{s}_p^{(1)} | j_p \rangle &= \left\langle l' \frac{1}{2} j'_p | \mathbb{1} \times \mathbf{s}_p^{(1)} | l \frac{1}{2} j_p \right\rangle \\ &= (-)^{\frac{1}{2} + l' + j'_p + 1} \sqrt{(2j'_p + 1)(2j_p + 1)} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ j_p & j'_p & l' \end{Bmatrix} \left\langle \frac{1}{2} | \mathbf{s}_p^{(1)} | \frac{1}{2} \right\rangle \\ &= (-)^{\frac{1}{2} + l' + j_p + 1} \sqrt{(2j'_p + 1)(2j_p + 1)} \begin{Bmatrix} l' & l & 1 \\ j_p & j'_p & \frac{1}{2} \end{Bmatrix} \sqrt{\frac{3}{2}} \delta_{l' l} \end{aligned}$$

Cela permet d'établir les relations suivantes :

– pour le moment angulaire

$$\begin{aligned}
\langle J'_c j'_p; I_f || g_l \mathbf{l}_p^{(1)} || J_c j_p; I_i \rangle &= g_l \langle J'_c j'_p; I_f || \mathbb{1} \times \mathbf{l}_p^{(1)} || J_c j_p; I_i \rangle \\
&= g_l (-)^{J'_c + j_p + I_f + 1} \sqrt{(2I_f + 1)(2I_i + 1)} \left\{ \begin{matrix} j'_p & j_p & 1 \\ I_i & I_f & J'_c \end{matrix} \right\} \langle j'_p || \mathbf{l}_p^{(1)} || j_p \rangle \delta_{J'_c J_c} \\
&= g_l (-)^{J'_c + I_f + l' + \frac{1}{2}} \sqrt{(2j'_p + 1)(2j_p + 1)} \sqrt{(2I_f + 1)(2I_i + 1)} \sqrt{l(l+1)(2l+1)} \\
&\quad \left\{ \begin{matrix} j'_p & j_p & 1 \\ I_i & I_f & J'_c \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} l' & l & 1 \\ j_p & j'_p & \frac{1}{2} \end{matrix} \right\} \delta_{l'l} \delta_{J'_c J_c}
\end{aligned}$$

– pour le spin

$$\begin{aligned}
\langle J'_c j'_p; I_f || g_s \mathbf{s}_p^{(1)} || J_c j_p; I_i \rangle &= g_s \langle J'_c j'_p; I_f || \mathbf{s}_p^{(1)} \times \mathbb{1} || J_c j_p; I_i \rangle \\
&= g_s (-)^{J'_c + j_p + I_f + 1} \sqrt{(2I_f + 1)(2I_i + 1)} \left\{ \begin{matrix} j'_p & j_p & 1 \\ I_i & I_f & J'_c \end{matrix} \right\} \langle j'_p || \mathbf{s}_p^{(1)} || j_p \rangle \delta_{J'_c J_c} \\
&= g_s (-)^{J'_c + I_f + l' + \frac{1}{2}} \sqrt{(2j'_p + 1)(2j_p + 1)} \sqrt{(2I_f + 1)(2I_i + 1)} \sqrt{\frac{3}{2}} \\
&\quad \left\{ \begin{matrix} j'_p & j_p & 1 \\ I_i & I_f & J'_c \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ j_p & j'_p & l' \end{matrix} \right\} \delta_{l'l} \delta_{J'_c J_c}
\end{aligned}$$

Au final on peut écrire l'élément de matrice réduit :

$$\begin{aligned}
\langle J'_c j'_p; I_f || \mu || J_c j_p; I_i \rangle &= \mu_0 (-)^{J'_c} \sqrt{(2I_f + 1)(2I_i + 1)} \delta_{J'_c J_c} \\
&\quad \left\{ g_c (-)^{j'_p + I_i + 1} \left\{ \begin{matrix} J'_c & J_c & 1 \\ I_i & I_f & j'_p \end{matrix} \right\} \sqrt{J_c(J_c + 1)(2J_c + 1)} \delta_{j'_p j_p} \right. \\
&\quad + (-)^{I_f + l' + \frac{1}{2}} \sqrt{(2j'_p + 1)(2j_p + 1)} \left\{ \begin{matrix} j'_p & j_p & 1 \\ I_i & I_f & J'_c \end{matrix} \right\} \delta_{l'l} \left[g_l \sqrt{l(l+1)(2l+1)} \left\{ \begin{matrix} l' & l & 1 \\ j_p & j'_p & \frac{1}{2} \end{matrix} \right\} \right. \\
&\quad \left. \left. + g_s (-)^{j_p + j'_p} \sqrt{\frac{3}{2}} \left\{ \begin{matrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ j_p & j'_p & l' \end{matrix} \right\} \right] \right] \Bigg\}
\end{aligned}$$

L'introduction des coefficients de Racah permet de simplifier l'écriture afin d'obtenir l'élé-

ment de matrice réduit pour l'opérateur dipolaire magnétique :

$$\begin{aligned}
 \langle J'_c j'_p; I_f || \mu || J_c j_p; I_i \rangle &= \mu_0 \sqrt{(2I_f + 1)(2I_i + 1)} \delta_{J'_c J_c} \\
 &\left\{ (-)^{I+j} g_c \sqrt{J_c(J_c + 1)(2J_c + 1)} \mathbf{W}(J_c J_c I_f I_i; 1j) \delta_{j'_p j_p} \right. \\
 &+ (-)^{I_f+j+l} \sqrt{(2j'_p + 1)(2j_p + 1)} \mathbf{W}(j_p j'_p I_f I_i; 1J_c) \delta_{l'l} \\
 &\left. \left[(-)^{j+\frac{1}{2}} g_l \sqrt{l(l+1)(2l+1)} \mathbf{W}(ll j'_p j_p; 1\frac{1}{2}) + (-)^{j'_p-\frac{1}{2}} g_s \sqrt{\frac{3}{2}} \mathbf{W}(\frac{1}{2} \frac{1}{2} j'_p j_p; 1l) \right] \right\}
 \end{aligned} \tag{C.16}$$

A l'instar des moments quadrupolaires, on utilise le même élément de matrice pour calculer le moment dipolaire magnétique d'un état considéré. Il suffit d'appliquer de nouveau le théorème de Wigner-Eckart sur l'élément de matrice réduit afin d'obtenir la relation correspondant aux éléments de matrice non réduits intervenant dans le calcul du moment magnétique.

Bibliographie

- [All2003] J. Allison *et al.* , Nucl. Instr. and Meth. A **506** (2003), 250.
- [Bac1934] R. F. Bacher and S. Goudsmit, Phys. Rev. **46** (1934), 948.
- [Bag] C. M. Baglin *et al.* , *The Isotope Project*, <http://ie.lbl.gov/>.
- [Bin1970] C. R. Bingham and M. L. Halbert, Phys. Rev. C **2** (1970), 2297.
- [Boh1955] A. Bohr and B. R. Mottelson, Dan. Mat. Fys. Medd **30** (1955).
- [Bre1960] M. H. Brennan and A. M. Bernstein, Phys. Rev. **120** (1960), 927.
- [Buc1990] F. Buchinger *et al.* , Phys. Rev. C **41** (1990), 2883.
- [Cas90] Richard F. Casten, *Nuclear structure from a simple perspective*, Oxford University Press, 1990.
- [Ciz2005] J. A. Cizewski *et al.* , Nucl. Instr. and Meth. B **241** (2005), 200.
- [Cle1978] T. P. Cleary, Nucl. Phys. A **301** (1978), 317.
- [COMET] <http://ipnweb.in2p3.fr/~sep/projets/gene/comet.html>.
- [Cos1968] E. R. Cosman, H. A. Enge, and A. Sperduto, Phys. Rev. **165** (1968), 1175.
- [dA07] G. de Angelis, Nucl. Phys. A **787** (2007), 74.
- [DeS1961] A. De-Shalit, Phys. Rev. **122** (1961), no. 5, 1530.
- [Dia1999] W. T. Diamond, Nucl. Instr. and Meth. A **432** (1999), 471.
- [Eng1995] Ch. Engelmann *et al.* , Z. Phys. A **352** (1995), 351.
- [Ess2003] S. Essabaa *et al.* , Nucl. Instr. and Meth. B **204** (2003), 780.
- [Fas2003] A. Fasso, A. Ferrari, S. Roesler, P.R. Sala, G. Battistoni, F. Cerruti, M.V Garzelli E Gadioli, F. Ballarini, A Ottolenghi, A. Empl, and J. Ranft, *The physics models of FLUKA : status and recent developments*, Computing in High Energy and Nuclear Physics 2003 Conference (CHEP2003) (La Jolla, CA, USA), eConf C0303241, arXiv :hep-ph/0306267, March 24-28 2003.
- [Fas2005] A. Fasso, A. Ferrari, J. Ranft, and P.R. Sala, *FLUKA : a multi-particle transport code*, Tech. report, INFN/TC_05/11, SLAC-R-773, CERN-2005-10 (2005).
- [Fir1996] R. B. Firestone, *Table of isotopes*, John Wiley & Sons, Inc., 1996.

- [Har1970] K. Haravu *et al.* , Phys. Rev. C **1** (1970), 938.
- [Hos2004] P. Hosni, Thèse de Doctorat, Université Paris XI, 2004.
- [Ibr2002] F. Ibrahim *et al.* , Eur. Phys. J. A **15** (2002), 357.
- [IPN] <http://ipnweb.in2p3.fr/tandem-alto/alto/accélérateur/productions/altoion.pdf>.
- [Jac1979] E. Jacobs *et al.* , Phys. Rev. C **19** (1979), 422.
- [Kan1995] J. Kantele and J. Aysto, *Handbook of nuclear spectrometry*, Elsevier Science and Technology, 1995.
- [Kei1995] M. Keim *et al.* , Nucl. Phys. A **586** (1995), 219.
- [Kis1976] R. Kishner and E. Roeckl, Nucl. Instr. and Meth. **133** (1976), 187.
- [Kiss1960] L. S. Kisslinger and R. A. Sorensen, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **32** (1960), no. 9, 5.
- [Kof1951] O. Kofoed-Hansen and K. O. Nielsen, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **26** (1951), 3.
- [Kra1991] K.-L.Kratz, H.Gabelmann, P.Moller, B.Pfeiffer, H.L.Ravn, A.Wohr, and the ISOLDE Collaboration, Z. Phys. A **340** (1991), 419.
- [Lau2000] C. Lau, Thèse de Doctorat, Université Paris XI, 2000.
- [Lau2003] C. Lau *et al.* , Nucl. Instr. and Meth. B **204** (2003), 246.
- [Law1957] R.D. Lawson and J.L. Uretsky, Phys. Rev. **108** (1957), no. 5, 1300.
- [Les1994] J. P. Lestone and A. Gavron, Phys. Rev. C **49** (1994), 372.
- [LosAla] R. T. England and B.F. Rider, <http://t2.lanl.gov/publications/yields/>.
- [Mah2006] M. Cheikh Mhamed, Thèse de Doctorat, Université d'Evry Val d'Essonne, 2006.
- [May1948] M. G. Mayer, Phys. Rev. **74** (1948), 235.
- [May1949] M. G. Mayer, Phys. Rev. **75** (1949), 1969.
- [May1950] M. G. Mayer, Phys. Rev. **78** (1950), 16.
- [Maz2005] C. Mazzocchi *et al.* , Phys. Lett. B **622** (2005), 45.
- [MGP] M. G. Porquet, *communication privée*.
- [Mir1998] M. Mirea *et al.* , Il Nuovo Cimento A **111** (1998), 267.
- [Nif1997] T. von Egidy, F. J. Hartmann, D. Habs, K.E.G. Löbner, and H. Niefneker, *Research with fission fragments*, 1997, p. 54.
- [Oga2002] Yu. Ts. Oganessian, Nucl. Phys. A **701** (2002), 87.
- [Omt1991] J.P. Omtvedt, B. Fogelberg, and P. Hoff, Z. Phys. A **339** (1991), 349.
- [Paa1979] V. Paar, Nucl. Phys. A **331** (1979), 16.
- [Par1981] P. Paris *et al.* , Nucl. Instr. and Meth. **186** (1981), 91.
- [Pau1998] N. Pauwels, Thèse de Doctorat, Université Paris XI, 1998.

- [Per2004] O. Perru, Thèse de Doctorat, Université Paris XI, 2004.
- [Per2006] O. Perru *et al.*, Eur. Phys. J. A **28** (2006), 307.
- [PeSo2006] O. Perru, O. Sorlin, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006), 232501.
- [PSe] S. Ancellin, *communication privée*.
- [PUl08] Ulli Köster, *Workshop on neutron rich nuclei*, 16-20 Mars 2008.
- [Put1981] J. C. Putaux *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **186** (1981), 321.
- [Rav1979] H. L. Ravn, Phys. Rep. **54** (1979), 201.
- [Rav1989] H. L. Ravn and B. W. Allardyce, *On-line mass separator*, vol. 8, Treatise on Heavy-Ion Science, Plenum Press, 1989.
- [Rav1998] H. L. Ravn, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A **356** (1998), 1955.
- [ROOT] R. Brun and F. Rademaker, *The ROOT System Home Page*, <http://root.cern.ch/>.
- [Rou2006] B. Roussière *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. B **246** (2006), 288.
- [Saw2004] M. Sawicka *et al.*, Eur. Phys. J. A **20** (2004), 109.
- [SoPo20] O. Sorlin and M. G. Porquet, arXiv :0805.2561v1.
- [Sun1992] S. Sundell *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. B **70** (1992), 160.
- [Tha1965] V.K. Thankappan and William W. True, Phys. Rev. B **137** (1965), no. 4B, 793.
- [Tha2003] H. L. Thayer *et al.*, J. Phys. G **29** (2003), 2247.
- [Tho2005] J.S. Thomas *et al.*, Phys. Rev. C **71** (2005), 021302.
- [Tho2007] J.S. Thomas *et al.*, Phys. Rev. C **76** (2007), 044302.
- [VdW2007] J. Van de Walle *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99** (2007), 142501.
- [Ver2007] D. Verney, F. Ibrahim, *et al.*, Phys. Rev. C **76** (2007), 054312.
- [Wah1988] A. Wahl, At. Data Nucl. Data Tables **39** (1988), 1.
- [Wil1956] L. Wilets and M. Jean, Phys. Rev. **102** (1956), 788.
- [Zol1995] C. M. Zöller, Thèse de Doctorat, Fachbereich Physik der Technischen Hochschule Darmstadt, 1995.